Untersuchung der Reaktion $^{92}Zr(p,n)^{92}Nb$

in und außerhalb einer isobaren Analogresonanz

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Bernd Schreiber

aus Potsdam

- Dezember 1971 -

1. Gutachter: Prof. Dr. K. H. Lindenberger

2. Gutachter: Priv.-Dozent Dr. E. Finckh

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Dezember 1971

Tag der Promotion:

Untersuchung der Reaktion $^{92}Zr(p,n)^{92}Nb$

in und außerhalb einer isobaren Analogresonanz

Inauguraldissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

des

Fachbereichs Physik

der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Bernd Schreiber

aus Potsdam

- Dezember 1971 -

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Inhaltsverzeichnis

		Seite
Zusammenfassung		1
1	Einleitung	2
2	Experimentelle Anordnung	6
	2.1 Neutronenmessungen	6
	2.2 γ-Messungen	7
	2.3 Targets	7
3	Meßergebnisse	9
	3.1 Ausbeutekurve	9
	3.2 Flugzeitspektren	9
	3.3 γ-Spektren	12
4	Auswertung	15
	4.1 Flugzeitmessungen	15
	4.11 Q-Wert	15
	4.12 Winkelverteilungen	15
	4.13 Partielle Wirkungsquerschnitte, Anregungsenergien	16
	4.2 γ-Energien, Zerfallsschema	20
5	Statistisches Modell	24
	5.1 Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitte	24
	5.2 Ersetzung der Summe über alle offenen Kanäle	24
	5.3 Neutronenzerfall von IAR	25
6	Analyse	26
	6.1 Neutronentransmissionskoeffizienten	26
	6.2 Termschema für die Hauser-Feshbach-Rechnungen	28
	6.3 Messung außerhalb der Resonanz	31
	6.4 Winkelverteilungen	35
	6.5 Weitere Prüfung der Annahmen über den Neutronenzerfall von IAR	36
	6.6 Prüfung der Parametrisierung von $\Sigma T_{c''}$	38

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548901_0006

Seite

7 Untersuchung verschiedener Parametersätze für Protonen 42
7.1 Absorptionsquerschnitt 42
7.2 Besetzungsverhältnisse 42

8 Spin- und Paritätsbestimmung, Termschema 44

9 Schlußbemerkung 50

Anhang 51

Literaturverzeichnis 57

Zusammenfassung

Die Reaktion $^{92}Zr(p,n)^{92}Nb$ wurde mit Hilfe einer Flugzeitapparatur bei drei Einschußenergien E_p^{cm} = 4.890, 4.998 und 5.066 MeV untersucht. Bei der mittleren Einschußenergie wird im Compoundkern ^{93}Nb der isobare Analogzustand des Grundzustands von ^{93}Zr angeregt. Mit einem Ge(Li)-Spektrometer wurde außerdem bei vier Einschußenergien der γ-Zerfall nach der (p,n)-Reaktion gemessen, bei einer der Energien auch in Koinzidenz mit den emittierten Neutronen.

Direkte Ergebnisse der Messung sind der Q-Wert der Reaktion $^{92}Zr(p,n)^{92}Nb$ Q_{pn} = (- 2780 ± 10) keV, die Coulombenergiedifferenz des Paares ^{93}Zr - ^{93}Nb mit ΔE_c = (11721 ± 15) keV und Anregungsenergien neu gefundener Zustände im Endkern ^{92}Nb. Für den untersuchten Bereich wird ein γ-Zerfallsschema vorgeschlagen.

Die Analyse des isospinverbotenen Neutronenzerfalls der isobaren Analogresonanz und der Vergleich mit weiteren derartigen Messungen zeigen, daß dieser Zerfall mit Transmissionskoeffizienten aus dem Optischen Modell beschrieben werden kann. Die Analyse der Resonanzwinkelverteilungen bestätigt die Gültigkeit der Annahme einer inkohärenten Addition von Hauser-Feshbach-Anteil und Resonanzanteil. Die Messungen außerhalb der Resonanz werden mit Ergebnissen nach dem statistischen Modell von Hauser und Feshbach verglichen. Das Modell beschreibt die untersuchte Reaktion, obwohl die beteiligten Transmissionskoeffizienten nicht klein gegen eins sind. Der Vergleich zwischen Rechnung und Messung in und außerhalb der Resonanz liefert Einschränkungen für die Neutronen- und Protonenparametersätze des Optischen Modells und ermöglicht Spinzuordnungen für die neuen Niveaus.

Die Hauser-Feshbach-Formel kann durch eine Parametrisierung des Nenners vereinfacht werden, dadurch wird der Anwendungsbereich des Hauser-Feshbach-Modells erweitert. Die Gültigkeit der vereinfachten Formel wird geprüft. Aus den Rechnungen mit dieser Formel werden mittlere Breiten im Compoundkern ^{93}Nb bei einer Anregungsenergie von etwa 11 MeV abgeleitet.

1 Einleitung

Die (p,n)-Reaktion an mittelschweren Kernen verläuft bei Einschußenergien unterhalb der Coulombbarriere hauptsächlich über einen Compoundkern. Zur Beschreibung des Reaktionsmechanismus ist das statistische Modell von Hauser und Feshbach (HF) (HaF 52, Fes 60) geeignet, die Parameter sind Transmissionskoeffizienten aus dem Optischen Modell.

Bei der Analyse mit diesem Modell treten jedoch einige Schwierigkeiten auf. Für Einschußenergien unterhalb der Coulombbarriere ist über die Protonenparameter des Optischen Modells nur wenig bekannt. Diese werden meist aus Messungen der elastischen und inelastischen Streuung sowie der Polarisation bei Energien oberhalb der Coulombbarriere bestimmt. Die Extrapolation solcher Parameter zu niedrigen Energien ist sehr unsicher. Kürzlich haben zum Beispiel Johnson und Kernell (JoK 70) aus der Analyse von (p,n)-Ausbeutekurven an Sn-Isotopen im Bereich von E_p = 3 - 5 MeV Parameter gewonnen, bei denen die Energieabhängigkeit des Realpotentials stark geändert wird (0.9 E_p gegenüber den üblichen Werten 0.3 E_p oder 0.5 E_p). - Die Neutronenparameter sind aus der Untersuchung der elastischen Streuung (meist am natürlichen Isotopengemisch) und der Stärkefunktion gewonnen, in einigen wenigen Fällen liegen auch Polarisationsdaten vor. Da die Messungen der Stärkefunktion am zuverlässigsten sind, sind die Neutronenparameter also im keV-Bereich besser bekannt. Ferner benötigt man für die Berechnung der HF-Wirkungsquerschnitte das vollständige Termschema des Endkerns, im allgemeinen soll dies aber erst durch die Messung bestimmt werden.

Der Versuch, die Transmissionskoeffizienten aus einer HF-Analyse zu bestimmen - etwa durch Vergleich der gemessenen und berechneten Übergangsraten zu Zuständen mit bekanntem Spin - ist bei einer großen Zahl von offenen Reaktionskanälen nicht durchführbar. Bei der Untersuchung des isospinverbotenen Neutronenzerfalls von isobaren Analogresonanzen (IAR) dagegen können die Neutronentransmissionskoeffizienten nach dieser Methode ermittelt

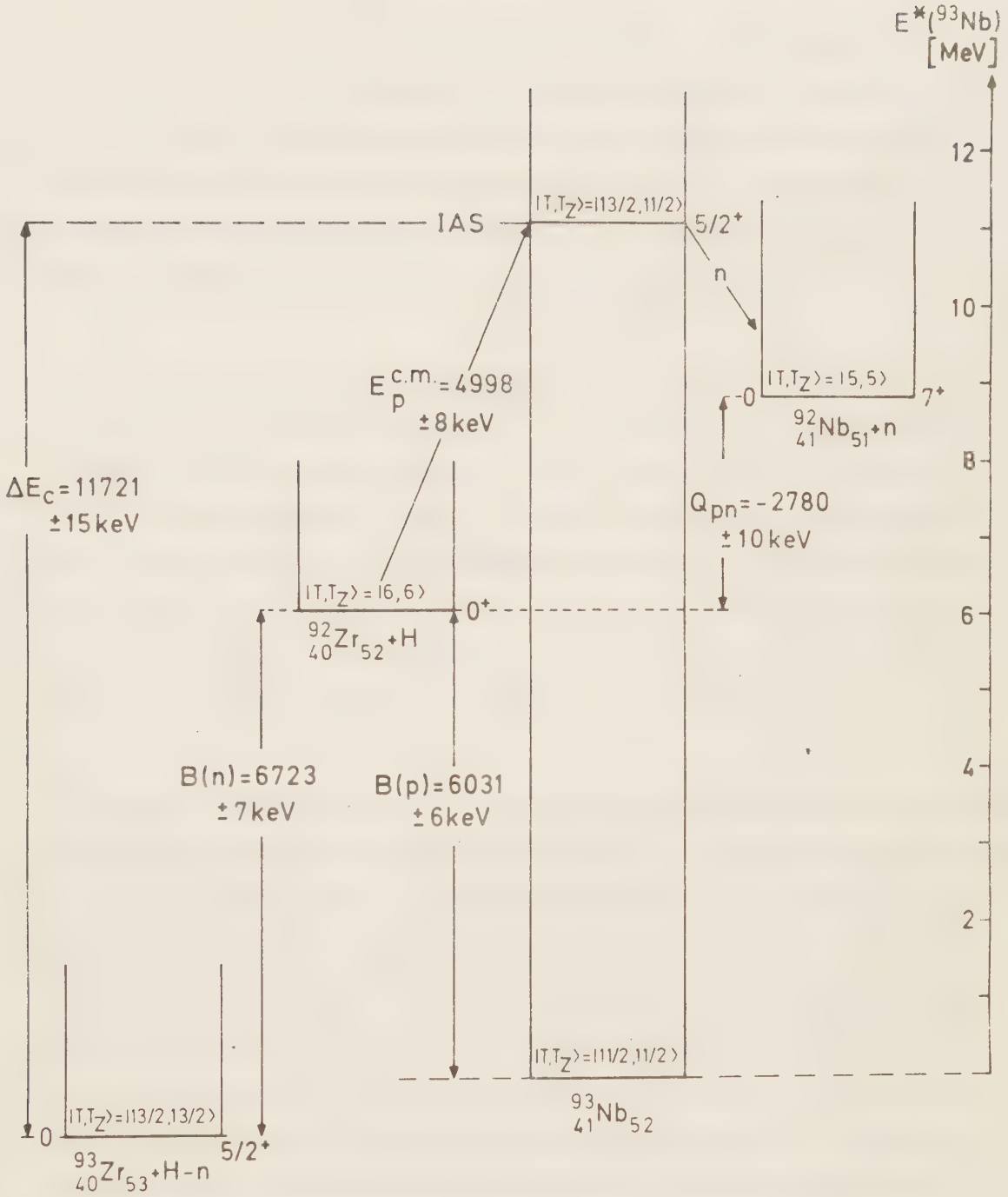

Abb. 1: Schema der Reaktion $^{92}Zr(p,n)^{92}Nb$

Bei der Einschußenergie E_p^{cm} = 4.998 MeV wird im Compoundkern ^{93}Nb der isobare Analogzustand (IAS) des Grundzustands von ^{93}Zr angeregt (LoR 66). Der IAS liegt um die Coulombenergiedifferenz ΔE_c verschoben im Kontinuumsbereich des Compoundkerns ^{93}Nb. (B(n) und B(p) aus Nuclear Data Journal (NDJ 66), übrige Energien aus dieser Arbeit).

werden (FiJ 70, Jah 70). Es wird dabei angenommen, daß die Resonanz ihre Stärke auf die dichtliegenden $T_<$ -Compoundzustände mit gleichem Spin J^π verteilt (BIS 64) und deren Zerfall mit dem HF-Modell beschrieben werden kann. Der Vorteil liegt in der Beschränkung auf einen Compoundkernspin, die relativen Übergangsraten zu verschiedenen Endzuständen hängen dann nur noch von den Neutronentransmissionskoeffizienten ab.

Wir haben deshalb den Neutronenzerfall einer isobaren Analogresonanz gemessen. Bei der Einschußenergie $E_p^{cm} = 4.998$ MeV wird im Compoundkern ^{93}Nb der isobare Analogzustand (mit $T = T_> = 13/2$) des Grundzustands von ^{93}Zr angeregt (Abb. 1 und 2). Unterhalb, in und oberhalb der Resonanz (udR, idR, odR) wurden Flugzeitspektren aufgenommen, die Einschußenergien sind in Abb. 2 durch Pfeile angegeben. Zur Vervollständigung des Termschemas und zur Trennung nicht aufgelöster Linien wurde ferner bei mehreren Einschußenergien der auf die (p,n)-Reaktion folgende γ-Zerfall gemessen.

Die Analyse dieser Messungen mit dem Ziel, Information über den Reaktionsmechanismus und spektroskopische Ergebnisse zu erhalten, gliedert sich folgendermaßen:

Aus den gemessenen Resonanzanteilen der Übergänge zu Endzuständen mit bekanntem Spin werden Neutronentransmissionskoeffizienten bestimmt und damit Einschränkungen für die Neutronenparameter des Optischen Modells gewonnen. Weiterhin wird die Annahme einer inkohärenten Addition von Resonanzanteil und HF-Anteil geprüft. Die Anwendbarkeit des HF-Modells zur Beschreibung der Messungen außerhalb der Resonanz wird bestätigt durch den Vergleich von gemessenen und berechneten Übergangsraten zu Zuständen mit bekanntem Spin. Da die Neutronentransmissionskoeffizienten bekannt sind, erhält man auch Einschränkungen für die Protonenparameter. Aus den in und außerhalb der Resonanz gemessenen Übergangsstärken zu Zuständen mit unbekanntem Spin werden Spineinschränkungen gewonnen.

In Kapitel 2, 3 und 4 werden die Spektrometer beschrieben und die direkten Ergebnisse aufgeführt. Kapitel 5 enthält einen kurzen Abriß der Modellvorstellungen. In Kapitel 6.1 wird die Bestimmung der Neutronentransmissionskoeffizienten aus dem Zerfall der IAR beschrieben, in 6.2 und 6.3 die Auf-

stellung des Termschemas für die HF-Analyse außerhalb der Resonanz (adR) und die Analyse selbst. Die Untersuchung der Resonanzwinkelverteilung und der Vergleich mit weiteren Messungen des Neutronenzerfalls von IAR in diesem Massenbereich (Kap. 6.4 und 6.5) dienen zur Prüfung der Annahmen, die bei der Analyse des IAR-Zerfalls gemacht werden. In 6.6 schließlich wird untersucht, unter welchen Voraussetzungen die Ersetzung des Nenners der HF-Formel durch einen einfachen analytischen Ausdruck gerechtfertigt ist. Kapitel 7 beschreibt die Auswahl der genauer untersuchten Protonenparametersätze und die Einschränkungen der Parameter aus der HF-Analyse. Die Spin- und Paritätszuordnung für die Niveaus im ^{92}Nb wird in Kapitel 8 diskutiert.

2 Experimentelle Anordnung

Alle Messungen wurden am Berliner 7 MV van de Graaff-Beschleuniger durchgeführt.

2.1 Neutronenmessungen

Für die Neutronenflugzeitmessungen wurde die Pulsung des Beschleunigers, bestehend aus interner Vorpulsung und nachfolgendem Mobley-Kompressionssystem, benutzt. Sie liefert Pulse von etwa 1 ns Breite bei 1 MHz Folgefrequenz. Der gemittelte Strom betrug etwa 2 μA. Die Winkelunschärfe ist kleiner als zwei Grad.

Die Neutronen wurden mit sieben Detektoren im Abstand von 5 bis 6 m nachgewiesen, sechs wurden zwischen 5° und 140° geschwenkt, ein Detektor stand fest unter 0° als Monitor. Zusätzlich wurde die Neutronenausbeute mit einem Longcounter gemessen. Das gesamte Flugzeitspektrometer ist in mehreren Diplom- und Doktorarbeiten beschrieben (zum Beispiel Mic 67, Jah 67, Jah 70).

Für den Anschluß der Detektoren untereinander wurde einerseits mit jedem Detektor die Neutronenausbeute der Reaktion $^{7}Li(p,n)^{7}Be$ jeweils unter 0° gemessen. Die absolute Ansprechwahrscheinlichkeit für diese Neutronenenergie E_n erhielten wir durch Vergleich mit Literaturwerten (GaD 59, Bor 62, BeR 61). Ferner wurde die Energieschwelle E_s der Apparatur mit Hilfe eines dicken Sc-Targets gemessen. Die Methode ist in anderen Arbeiten beschrieben (Schr 69, Jah 70). Sie liefert auch die relativen Szintillatordicken d und damit die relative Ansprechwahrscheinlichkeit nach der Formel (SwO 60):

$$\varepsilon = \left(1 - \frac{E_s}{E_n}\right)\left(1 - e^{-n_H \sigma d}\right) \qquad (1)$$

($n_H\sigma$: makroskopischer n-p-Streuquerschnitt)

Zur Kontrolle dieser relativen Ansprechfunktionen wurden die $^{19}F(p,n_o)$- und $^{19}F(p,n_1)$-Linien verwendet, die bei der Messung am LiF-Target automatisch mit auftreten. Bei der verwendeten Einschußenergie liegen diese Linien bei $E_n \approx 600 - 900$ keV, ergeben also einen kritischen Test für die Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren. Es zeigte sich, daß bei zwei Detektoren die Schwellenbestimmung aus der Sc-Messung unsicher war, für diese beiden Detektoren wurde aus den ^{19}F-Linien eine effektive Schwelle bestimmt. Der Fehler der relativen Ansprechwahrscheinlichkeit hängt stark von der Neutronenenergie E_n ab, er steigt von etwa 5 % bei $E_n = 3$ MeV bis etwa 25 % bei $E_n = 0.9$ MeV*). Die Parameter der Ansprechfunktionen sind in Tabelle A 1 im Anhang aufgeführt.

2.2 γ-Messungen

Zur genauen Bestimmung der Anregungsenergien und zur Entscheidung, ob die Neutronenspektren noch unaufgelöste Linien enthalten, wurde auch der auf die (p,n)-Reaktion folgende γ-Zerfall mit einem Ge(Li)-Spektrometer untersucht. Es wurden bei vier Einschußenergien γ-Spektren gemessen: a) bei $E_p^{cm} = 4.34$ MeV, der Endkern ^{92}Nb wird dabei nur bis etwa 1600 keV angeregt, b) bei $E_p^{cm} = 4.998$ MeV und 5.066 MeV, also in und oberhalb der isobaren Analogresonanz, c) bei $E_p^{cm} = 5.38$ MeV, hierbei wurde zusätzlich das n-γ-Koinzidenzspektrum aufgenommen**). Die Kombination der Aussagen aus diesen Messungen hat die Einordnung der γ-Linien wesentlich erleichtert (siehe Kap. 4.2).

2.3 Targets

Das Target für die Flugzeitmessungen wurde durch Aufdampfen von angereichertem $^{92}ZrO_2$***) auf eine Wolframunterlage hergestellt, die Dicke betrug 224 $\mu g/cm^2$, das entspricht für Protonen bei $E_p = 5$ MeV einem Energieverlust von

---

) Für die Niveaus bei E = 1644, 1669, 1680 keV beträgt der Fehler bis zu 50 % für einzelne Detektoren (siehe Kap. 4.12).

**) Das Blockschaltbild dazu ist in der Arbeit von Büchs (Büc 71) beschrieben.

***) Anreicherungsgrad nach Angabe des Herstellers der Substanz, Oak Ridge National Laboratory: 87 %

$\Delta E \approx 10$ keV. Für die Absolutmessung der Ausbeutekurve wurden mehrere Targets aus natürlichem Zirkonmetall mit Dicken von 130 - 170 $\mu g/cm^2$ verwendet. Zur Auswertung nahmen wir an, daß die verschiedenen Zr-Isotope ($^{91,92,94,96}Zr$, die Schwelle von $^{90}Zr(p,n)$ wird nicht erreicht) sich in der (p,n)-Ausbeute nicht unterscheiden, also zur Gesamtausbeute gemäß ihrer prozentualen Häufigkeit beitragen. Für die Isotope $^{91,92}Zr$ wurde diese Annahme durch Messung an den angereicherten $^{91,92}ZrO_2$-Targets nachgeprüft. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte aus den Flugzeitmessungen wurden entsprechend korrigiert.

3 Meßergebnisse

3.1 Ausbeutekurve

Die mit einem Longcounter unter 60^{o} gemessene Ausbeutekurve der $^{92}Zr(p,n)$-Reaktion im Energiebereich von E_p^{cm} = 4.4 - 5.3 MeV zeigt Abb. 2. Sie fällt mit der 0^{o}-Kurve innerhalb der Zeichengenauigkeit zusammen. Der von der Wolframunterlage herrührende Untergrund ist abgezogen, er beträgt bei E_p^{cm} = 4.45, 4.85, 5.24 MeV jeweils 17 %, 23 %, 32 %. Wegen Unsicherheiten in der Targetdicke sind die absoluten Wirkungsquerschnitte nur auf ± 15 % genau. Sie stimmen gut mit den Werten von Robson et al. (RoF 65) überein.

Die Resonanz bei E_p^{cm} = 4.998 MeV ist als isobare Analogresonanz des Grundzustands von ^{93}Zr bekannt (LoR 66). Diese Zuordnung wird durch den Neutronenzerfall bestätigt (siehe Kap. 4.1). Aus Resonanzenergie E_p^{cm} und der Neutronenbindungsenergie B(n) (NDJ 66) ergibt sich die Coulombenergiedifferenz des Paares ^{93}Zr-^{93}Nb zu $\Delta E_c = E_p^{cm} + B(n)$ = (11721 ± 15) keV (siehe Abb. 1) in guter Übereinstimmung mit dem Wert von Long et al. (LoR 66), auch der Wert nach der empirischen Formel von Anderson et al. (AnW 65) ΔE_c = 11780 keV ist damit noch verträglich.

3.2 Flugzeitspektren

Abb. 3 zeigt drei Flugzeitspektren, die unterhalb, in und oberhalb der Resonanz gemessen wurden. Die Linienintensitäten sind alle auf einen Abstand von 6 m und eine gesammelte Ladung von 50 mCb normiert. Es werden auch Übergänge aus anderen Reaktionen erwartet und teilweise beobachtet, sie können über die Kinematik und ihre Q-Werte zugeordnet werden:

a) $^{18}O(p,n)$: der Grundzustandsübergang und besonders der Übergang zum T = 1-Zustand im ^{18}F bei E* = 1045 keV (siehe auch Jah 70).

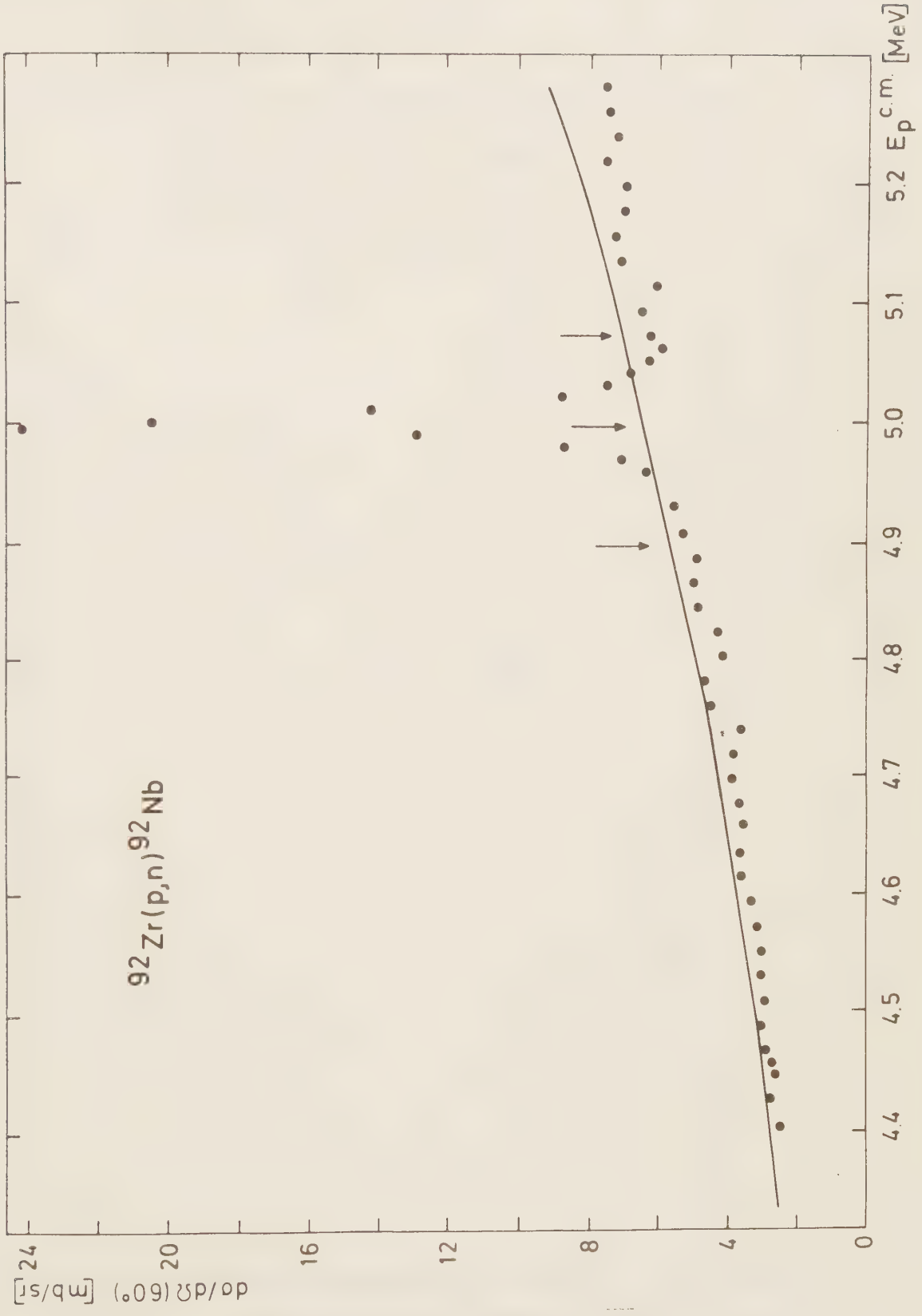

Abb. 2: Anregungsfunktion der Reaktion $^{92}Zr(p,n)^{92}Nb$, gemessen mit einem Longcounter unter 60°. Die 0°-Kurve fällt mit der 60°-Kurve zusammen. Die Pfeile markieren die für die Flugzeitexperimente gewählten Einschußenergien (E_p^{cm} = 4.890, 4.998, 5.066 MeV). Die durchgezogene Linie stellt den mit den Parametern von Robson et al. (RoF 65) nach dem Optischen Modell berechneten Absorptionsquerschnitt dar.

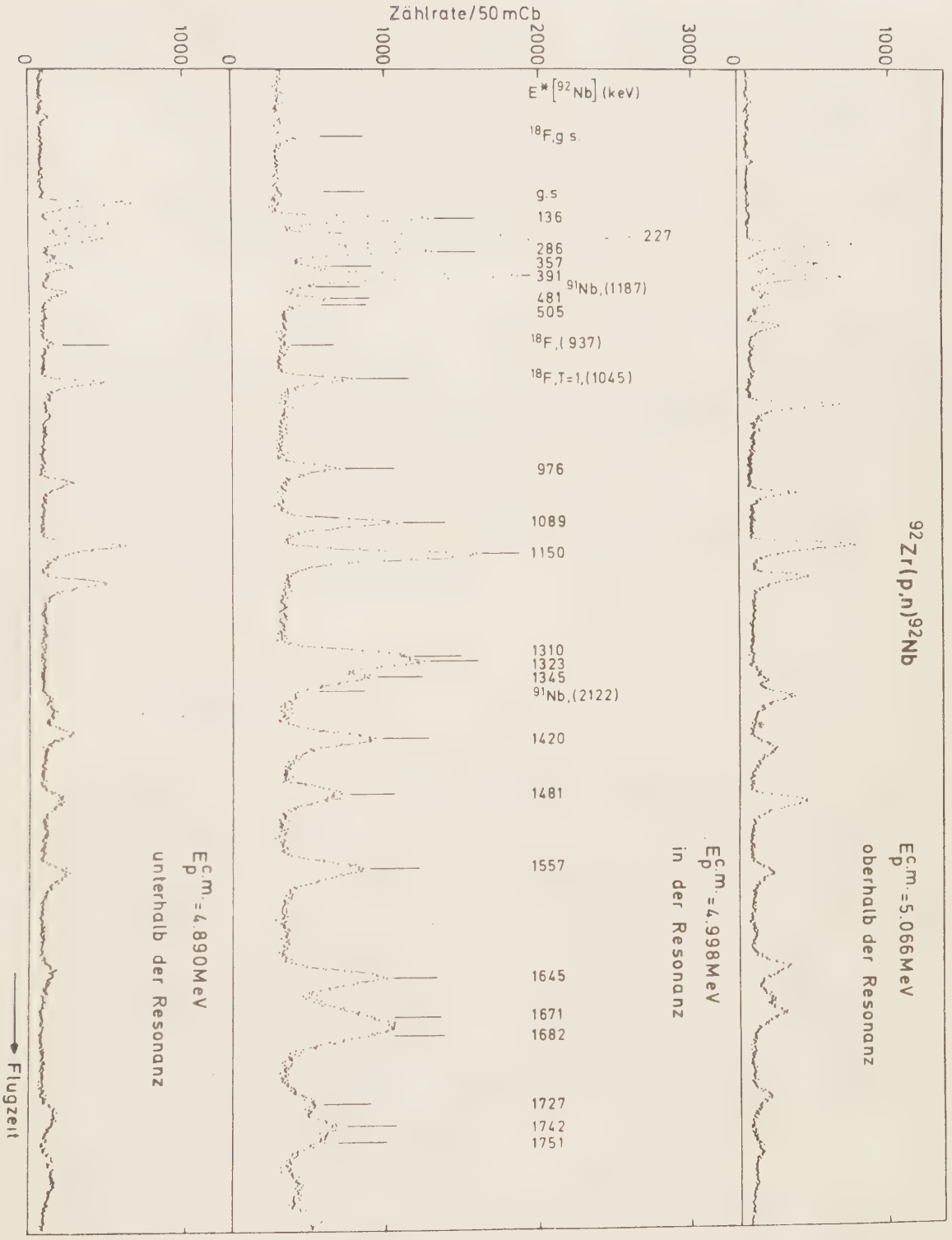

Abb. 3: Neutronenflugzeitspektren der Messungen in und außerhalb der Resonanz. Die Spektren sind unter 0° bei einer Flugstrecke zwischen 5.75 m und 6 m aufgenommen, die Linienintensitäten wurden auf gleichen Abstand (6 m) und gleiche Ladung (50 mCb) normiert. Im mittleren Bild ist die Anregungsenergie der Zustände im ^{92}Nb angegeben, bei Übergängen aus weiteren (p,n)-Reaktionen der Endkern und die Anregungsenergie des betreffenden Zustands.

b) $^{91}Zr(p,n)$: einige starke Übergänge zu angeregten Zuständen.

c) Linien aus der (p,n)-Reaktion am ^{94}Zr, das ebenfalls im Target enthalten ist, sind zu schwach, um nachgewiesen zu werden (BüF 69).

d) $^{13}C(p,n)$: der Grundzustandsübergang fällt bei allen Vorwärtswinkeln in den Bereich der ersten acht Niveaus.

Soweit Linien aus $^{91}Zr(p,n)$ oder $^{18}O(p,n)$ mit Linien der untersuchten Reaktion $^{92}Zr(p,n)$ zusammenfielen, wurden die Wirkungsquerschnitte entsprechend korrigiert (mit den Daten aus Jah 70 bzw. Fri 71). *) Für den Übergang $^{13}C(p,n_o)$ war das nicht möglich, eventuell liefert das eine Erklärung für die zu große Intensität und falsche Winkelverteilung des n_3-Übergangs bei $E_p^{cm} = 5.066$ MeV (siehe Kap. 6.4).

3.3 γ-Spektren

In Abb. 4 a, b ist ein γ-Spektrum ohne Koinzidenzen mit einem n-γ-Koinzidenzspektrum verglichen. Es sind nur die Energien der Linien angegeben, die in das Zerfallsschema eingeordnet wurden oder die im Koinzidenzspektrum auftreten (bis auf die Linien bei $E_\gamma \approx 250$ keV und 480 keV, die nicht identifiziert wurden). Die Unterdrückung von Störlinien (Energien dieser Linien siehe Büc 71) ist besonders deutlich zu erkennen zum Beispiel bei der Linie $E_\gamma = 291.72$ keV ($^{183}W(p,p')$ oder an der 511 keV-Linie. Bei einigen Linien im Koinzidenzspektrum, die nicht aus der $^{92}Zr(p,n\gamma)$-Reaktion stammen, ist die betreffende Reaktion angegeben.

*) Dabei zeigte sich, daß das ^{18}O im Target angereichert ist.

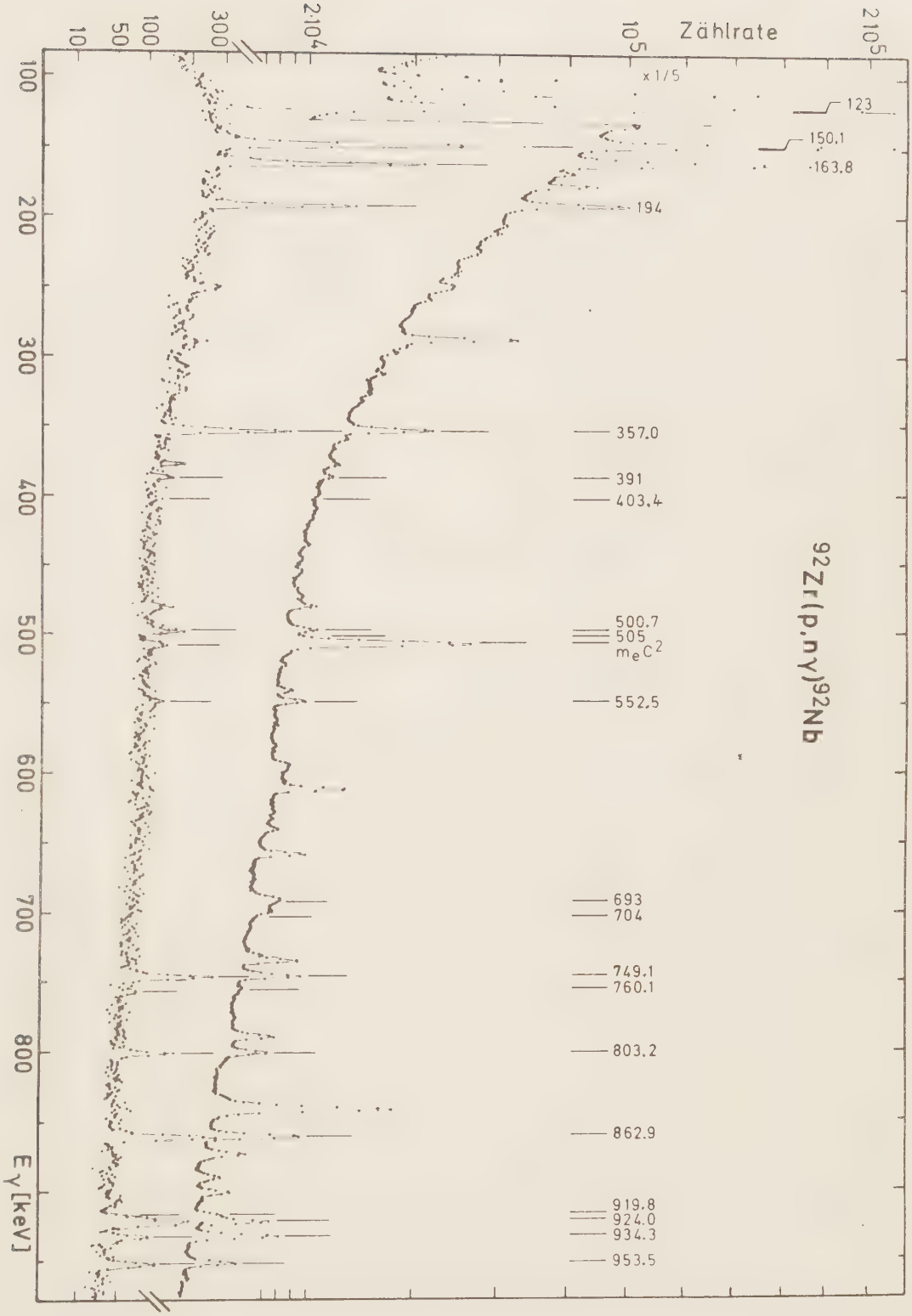

Abb. 4 a: Vergleich eines γ-Spektrums ohne Koinzidenzen mit einem n-γ-Koinzidenzspektrum. Die Spektren wurden bei E_p^{cm} = 5.38 MeV unter 90° aufgenommen. Weitere Erläuterungen im Text (Kap. 3.3).

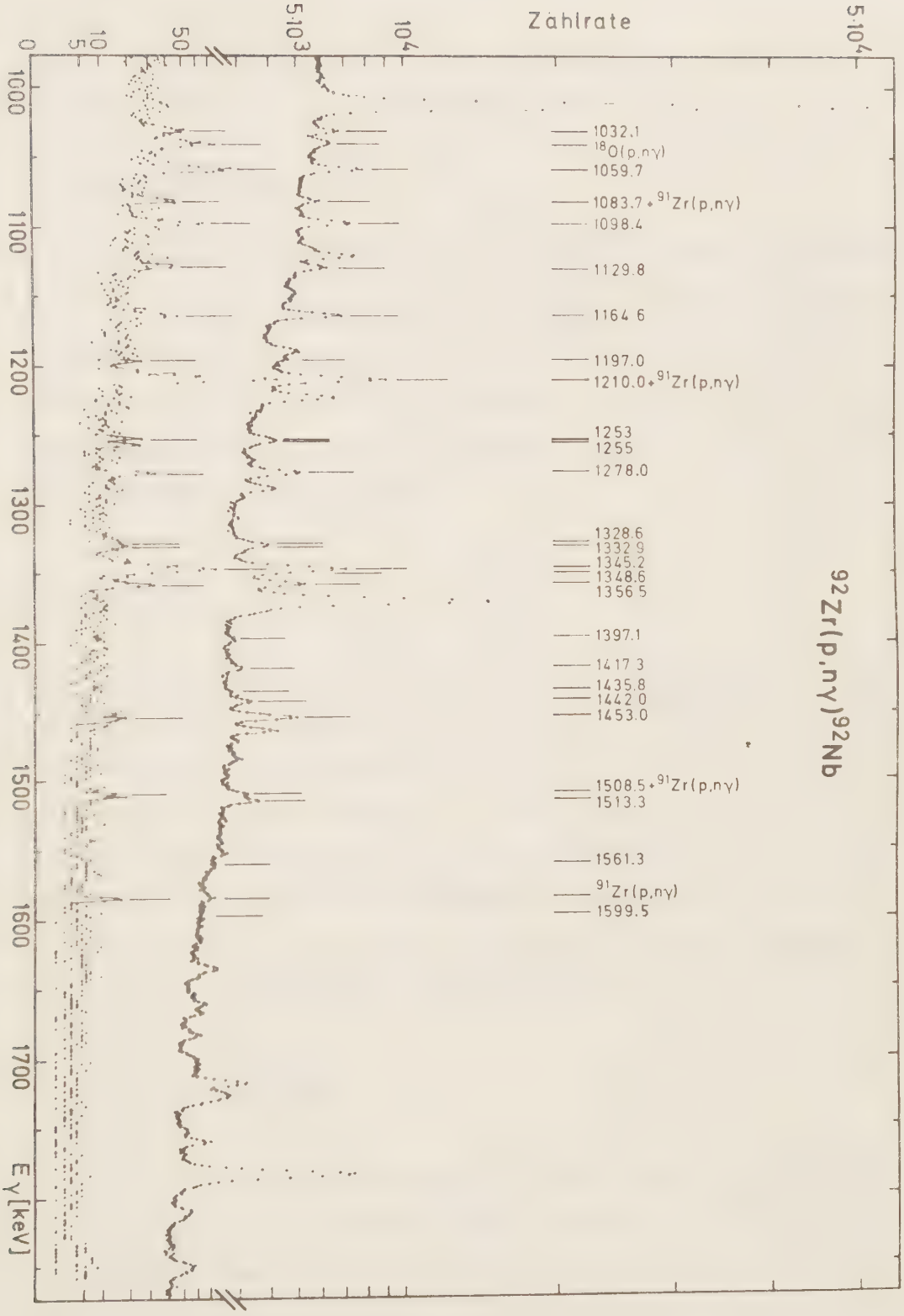

Abb. 4 b: Fortsetzung von Abb. 4 a

4 Auswertung

4.1 Flugzeitmessungen

Die Auswertung der Flugzeitspektren erfolgte mit dem Entfaltungsprogramm DIANA (Fri 71). Das Programm berechnet aus dem Q-Wert, der Flugstrecke, dem Reaktionswinkel, der Zeiteichfunktion, der Linienlage, dem Linieninhalt und der Ansprechfunktion die Anregungsenergien sowie Wirkungsquerschnitte im Schwerpunktsystem. Es ist möglich, mit Hilfe einer Normlinie überlappende Linien zu entfalten.

4.11 Q-Wert

Der Q-Wert für die Reaktion $^{92}Zr(p,n)^{92}Nb$ gs. wurde aus mehreren Messungen relativ zu dem gut bekannten Q-Wert der Reaktion $^{18}O(p,n)^{18}F$ gs. bestimmt (NDJ 66), dabei wurden die genauen Anregungsenergien aus der γ-Messung berücksichtigt. Der Wert ist $Q_{pn} = (-2780 \pm 10)$ keV in guter Übereinstimmung mit dem tabellierten Wert $Q_{pn} = (-2789 \pm 10)$ keV (NDJ 66). Der Fehler wird hauptsächlich bestimmt durch den Fehler des Q-Wertes von $^{18}O(p,n)^{18}F$, die Unsicherheit in der Nichtlinearität der Zeiteichung und die Fehler der γ-Energien, der angegebene Fehler ist eine obere Grenze.

4.12 Winkelverteilungen

In Abb. 5 a, b sind die gemessenen Winkelverteilungen für die Übergänge zu den einzelnen Endzuständen für jede Einschußenergie aufgetragen. Die differentiellen Resonanzwirkungsquerschnitte wurden gewonnen, indem für jeden Winkel von den in der Resonanz gemessenen Wirkungsquerschnitten der Mittelwert der differentiellen Wirkungsquerschnitte außerhalb der Resonanz subtrahiert wurde. Die Fehlerbalken berücksichtigen die Trennung der Linien, den Untergrundabzug, die Zählstatistik und die relative Ansprechwahrscheinlichkeit. Die Fehler der Absolutwerte betragen zusätzlich 15 %.

Für die Niveaus E* = 1644, 1669, 1680 keV liegt bei der unteren Einschußenergie die Neutronenenergie so dicht an der Energieschwelle der Apparatur, daß eine zuverlässige Intensitätsauswertung nicht möglich war. Diese Resonanzwirkungsquerschnitte sind deshalb nur durch Subtraktion der Wirkungsquerschnitte bei E_p^{cm} = 5.066 MeV (odR) gewonnen worden. Da diese Niveaus eine starke Resonanzüberhöhung zeigen, erhält man auch so recht gut die Resonanzanteile.

Die Winkelverteilungen sind innerhalb der Fehlergrenzen symmetrisch um $\Theta_{cm} = 90^\circ$. Außerhalb der Resonanz sind sie nur schwach ausgeprägt mit einer Anisotropie von maximal 25 % für den Zustand bei E* = 1090 keV (E_p^{cm} = 5.066 MeV). Die Resonanzanteile dagegen zeigen deutliche Strukturen, besonders die Zustände mit Spinwerten $I^\pi = 1^-$ und 3^-, aber auch das Niveau bei E* = 227 keV, 2^-. Der starke P_4-Term in der berechneten Kurve muß von der f-Welle im Neutronenkanal herrühren, da die p-Welle höchstens einen P_2-Term liefert.

4.13 Partielle Wirkungsquerschnitte, Anregungsenergien

Die integrierten Wirkungsquerschnitte wurden mit dem Programm COSIMA (Fri 71) gewonnen. An die gemessene Winkelverteilung wurde eine Funktion $F = \sum_L A_L P_L(\cos\Theta)$ angepaßt und aus A_o der Wirkungsquerschnitt berechnet. Gleichzeitig wurde damit die Symmetrie um 90° geprüft.

In Tabelle 1 sind die Anregungsenergien und integrierten Wirkungsquerschnitte aufgelistet. Die angegebenen Fehler berücksichtigen bei den Energien: Unsicherheiten in der Zeiteichung und der Linienlage (Entfaltung), bei den Wirkungsquerschnitten: die Fehler der differentiellen Wirkungsquerschnitte (siehe 4.12). Die Fehler der integrierten Werte sind wegen des Ausgleichsverfahrens natürlich kleiner als die der differentiellen Werte.

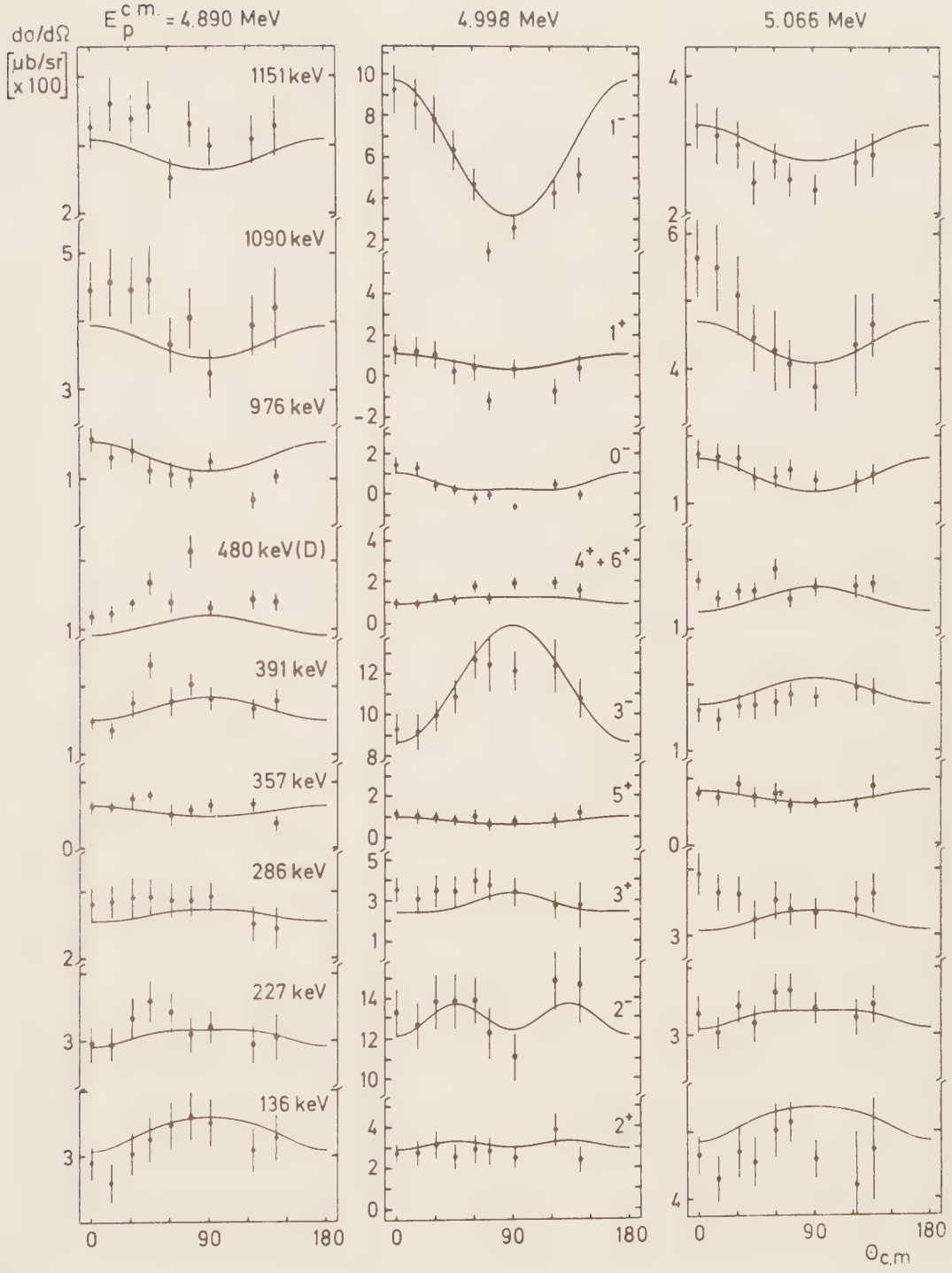

Abb. 5 a: Winkelverteilung der Übergänge aus der Reaktion $^{92}Zr(p,n)^{92}Nb$

Die Endzustände sind gekennzeichnet durch Anregungsenergie (linke Spalte) und Spin (mittlere Spalte), Doppelniveaus (D) durch die angegebenen Spinkombinationen (siehe Kap. 8 und Abb. 10). Bei E_p^{cm} = 4.998 MeV (idR) sind nur die Resonanzanteile aufgetragen (Kap. 4.12). Für die HF-Rechnungen wurden die Transmissionskoeffizienten nach Robson et al. (RoF 65) und Satz B (FiJ 70) benutzt (siehe Tab. 4). Die Normierung für jede Einschußenergie ist wie in Kapitel 6.1.

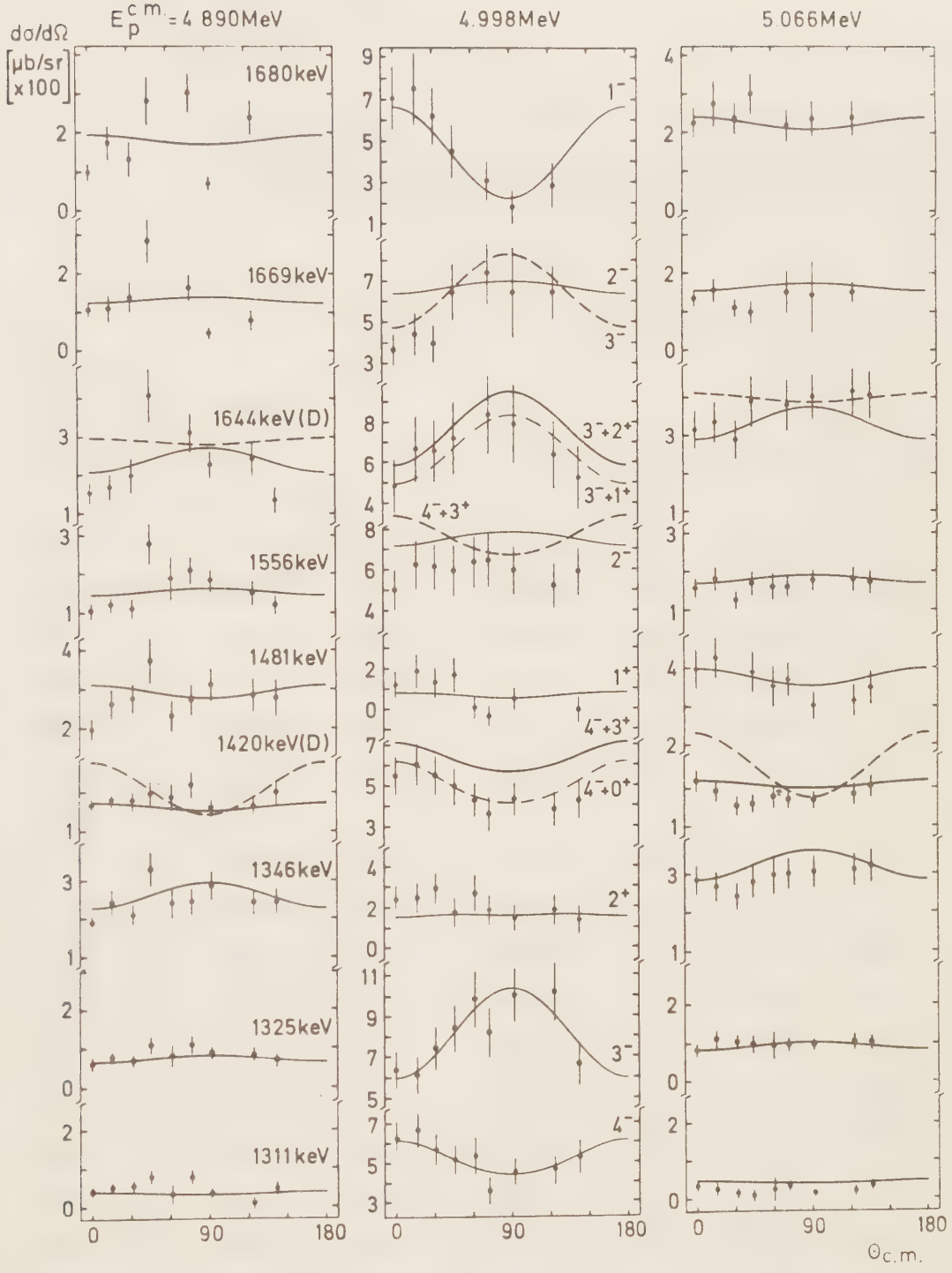

Abb. 5 b: Fortsetzung von Abb. 5 a

Bei der niedrigsten Einschußenergie sind die Winkelverteilungen der Übergänge zu den Zuständen E* = 1644, 1669, 1680 keV nicht zuverlässig. Die Neutronenenergie ist zu nahe an der Energieschwelle der Apparatur, die Fehlerbalken entsprechen nicht den echten Fehlern (siehe Kap. 4.12).

Tabelle 1: Anregungsenergien E* und integrierte Wirkungsquerschnitte σ für die Übergänge zu den einzelnen Endzuständen aus der Flugzeitmessung. In der letzten Spalte sind nur die Resonanzanteile aufgeführt (siehe Kapitel 4.12 und 4.13) (idR (adR): in (außerhalb) der Resonanz)

E_p^{cm} (MeV)	σ (μb) 4.890	5.066	$\Delta\sigma = \sigma_{idR} - \sigma_{adR}$ (μb) 4.998
E* (keV)			(IAR, $J^\pi = 5/2^+$)
gs	< 60	< 80	< 30
136 ± 5	5410 ± 180	6110 ± 230	3360 ± 430
227 5	4040 200	4480 230	16590 800
286 5	3380 110	4240 180	3900 360
357 5	750 60	970 70	1070 130
391 5	2260 120	2330 120	14680 710
481 7 +505 12	1820 110	2090 110	2040 230
976 5	1320 110	1910 120	40 150
1089 5	4700 250	5340 320	50 410
1150 5	3900 210	3440 150	5400 500
1310 7	490 110	290 40	6000 370
1323 7	1110 80	1230 90	10800 710
1345 6	3180 230	3740 230	2300 450
1420 6	2280 140	2200 130	5400 430
1481 6	3450 290	4400 250	560 410
1557 6	2080 230	2060 160	7450 800
1645 6	2850 430	4770 480	8600 1300
1671 7	1070 230	1760 270	7250 1300
1682 7	1690 450	3070 360	4270 1100

Das Termschema zeigt alle Zustände mit den Einschränkungen, daß

1. dicht liegende Zustände eventuell nicht aufgelöst werden,
2. Zustände mit Spinunterschieden $\Delta I \geq 5$ (das heißt Spinwerte $I \geq 5$) zu schwach angeregt werden und nicht nachgewiesen werden.

4.2 γ-Energien, Zerfallsschema

Die Auswertung der γ-Spektren nach Energie und Intensität der Linien ist in der Diplomarbeit von Büchs (Büc 71) ausführlich beschrieben. Die Fehler der gemessenen γ-Energien sind kleiner als 1 keV (geschätzt aus den Abweichungen der Energien bekannter Linien aus anderen Reaktionen (siehe Büc 71)). Abb. 10 zeigt das gewonnene Zerfallsschema von ^{92}Nb bis zu einer Anregungsenergie von ~1800 keV. Die Einordnung der γ-Linien erfolgte nach folgenden Gesichtspunkten:

a) Bis zu einer Anregungsenergie von etwa 1400 keV muß die Linie im n-γ-Koinzidenzspektrum auftreten.

b) Bis zu einer Anregungsenergie von etwa 1400 keV muß die Linie bei der E_p^{cm} = 4.34 MeV-Messung erscheinen.

c) Die γ-Resonanzüberhöhungen*) müssen mit den gemessenen Neutronen-Resonanzüberhöhungen verträglich sein (nicht identisch, da eine zusätzliche Besetzung durch den γ-Zerfall höherliegender Niveaus auftreten kann), hat ein Niveau mehrere Zerfallsmöglichkeiten, so müssen diese Linien gleiche Energieabhängigkeit, insbesondere also auch gleiches Resonanzverhalten zeigen. In Tabelle 2 sind die gemessenen Neutronen-Resonanzüberhöhungen mit den entsprechenden γ-Resonanzüberhöhungen verglichen. Bei Entfaltung oder bei sehr schwachen Linien sind die Fehler der γ-Resonanzüberhöhungen natürlich groß, einige stark abweichende Zahlenwerte können damit erklärt werden.

---

*) Die Resonanzüberhöhung einer Linie ist definiert als Quotient aus der Linienintensität bei der Messung in der Resonanz und der Linienintensität bei der Messung oberhalb der Resonanz.

d) Die Linie muß in das aus der Neutronenmessung bekannte Termschema passen.

e) Zusätzlich wurden hauptsächlich M 1- und/oder E 2-Übergänge gefordert, da E 1-Übergänge in dieser Massengegend stark behindert sind (Kue 70, CoM 71, GuA 71). Dies ließ für die Zerfallslinien eines Niveaus im allgemeinen nur gewisse Kombinationen der Endniveaus zu (zum Beispiel 2^- und 3^- für Niveaus mit negativer Parität) und ergab somit eine weitere Einschränkung.

Sichere Einordnungen erfüllen die Forderungen a)- d), die anderen Linien sind gestrichelt gezeichnet. Einige dieser Linien wurden versuchsweise an Stellen in das Zerfallsschema eingepaßt, an denen die Intensität zweier Neutronenübergänge nur mit überlappenden Niveaus erklärt werden konnte (siehe Kap. 8).

Einige Linien mit Resonanzüberhöhungen konnten nicht in den untersuchten Teil des Termschemas eingeordnet werden (siehe Tab. A 2 im Anhang). Diese Linien müssen entweder dem Zerfall höherliegender Zustände im ^{92}Nb zugeschrieben werden oder die stärkere Intensität in der Resonanz ist durch eine schlechte Strahlfokussierung bei der Messung in der IAR vorgetäuscht. Gegen diese Annahme spricht, daß die bekannten Störlinien (siehe Büc 71) keine Resonanzüberhöhungen zeigen.

Eine besondere Gruppe bilden Linien aus der Reaktion ^{91}Zr(p,nγ). Bei E_p^{cm} = 5.021 MeV (IAR bei E_p^{cm} = 4.998 MeV) zeigt die ^{91}Zr(p,n)-Ausbeutekurve nämlich eine Analogresonanz mit $J^\pi = 2^+$, die ebenfalls für die γ-Linien dieser Reaktion Resonanzüberhöhungen erwarten läßt. Die Linie E_γ = 1582 keV wird daraufhin dem Zerfall des ^{91}Nb zugeordnet (Jah 70, Rau 71, HeF 70, MaY 71), außerdem enthalten einige weitere Linien Anteile aus ^{91}Zr(p,nγ) (siehe Tab. 2 und Abb. 4).

Tabelle 2: Vergleich der gemessenen Neutronenresonanzüberhöhungen mit den Resonanzüberhöhungen der γ-Linien. In Abb. 10 ist das Termschema und Zerfallsschema angegeben (idR (odR): in (oberhalb) der Resonanz, RÜ: Resonanzüberhöhung)

E* (keV)	$\frac{I_n(idR)}{I_n(odR)}$	E_γ (keV)	$\frac{I_\gamma(idR)}{I_\gamma(odR)}$	Bemerkungen
286	1.8	150.1	1.8	
357	2.0	357.0	2.4	
391	7.3	163.8	5.6	$^{183}W(p,p')$: E_γ = 162.3 keV
480	1.9	194	2.3	starke γ-Linie mit starker RÜ
		(123)	–	E_γ = 197 keV, siehe Tab. A 2
+ 501		500.7	1.4	$^{186}W(p,p')$: E_γ = 122.5 keV
976	0.9	749.1	2.1	eventuell Fütterung
1090	1.0	953.5	1.3	
		862.9	1.3	
		803.2	1.2	
1151	2.6	924.0	4	entfaltet: 919.8 + 924.0
		760.1	~10	sehr schwache γ-Linie
1311	12-20 (~14)	1083.7	11	entfaltet: 1080.9 + 1083.7 + $^{91}Zr(p,n\gamma)$
		919.8	11	siehe Zerfall von 1151
1325	9.7	1098.4	10	
		934.3	–	$^{92}Zr(p,p')$ und ß-Zerfall ^{92}Nb: E_γ = 934.3 keV
1346	1.5	1210.0	1.6	entfaltet: 1210 + 1208 aus $^{91}Zr(p,n\gamma)$
		1059.7	1.7	
1423	3.5	(1197.0)	∞	γ-Linie ist odR nicht
		(1032.1)	∞	zu sehen
(+1415)		(1278.0)	-	siehe Zerfall 1669
		(1129.8)	1.9	
		(934.3)	-	siehe Zerfall 1325
1481	1.0	1345.2	1.3	
		(1255)	-	Doppellinie mit E_γ = 1253 keV, siehe Zerfall 1644
		(505)	-	E_γ = 511 keV dabei
		(391)	-	erst bei E_p^{cm} = 5.38 MeV zu sehen

Tabelle 2: Fortsetzung

E* (keV)	$\frac{I_n(idR)}{I_n(odR)}$	E_γ (keV)	$\frac{I_\gamma(idR)}{I_\gamma(odR)}$	Bemerkungen
1556	4.6	1328.6	5.0	
		1164.6	5.0	
		(403.4)	4.5	γ-Linie odR schwach
1644	2.8	1417.3	19	
		1253	(9.3)	Doppellinie, siehe Zerfall 1481, Angabe für Summe der Linien
(+1643)		(1508.5)	(3)	entfaltet aus 1508 + 1513, Anteil von $^{91}Zr(p,n\gamma)$: E_γ = 1508.1 keV, 1513 hat starke Rü
		(1356.5)	1.1	
		(552.5)	2.3	
1669	5.2	1442.0	5.4	
		1278.0	(5.3)	versuchsweise auch bei Zerfall 1415 eingeordnet
		(693)	(3)	entfaltet aus Gebirge, Störlinie bei
1680	2.4	1453.0	3.3	
		(704)	(2)	entfaltet aus Gebirge, Störlinie bei
1724	(15)	1332.9	~19	n-Rü aus Intensität bei 0°, γ-Linie odR schwach
1740	(3)	1513.3	~6	siehe Zerfall 1643, n-Rü siehe 1724
		1348.6	2-18 (~5)	entfaltet, I_γ(odR) schwankt stark
1751	(20)	—		n-Rü siehe 1724
(1788)		(1561.3)	19	Niveau nur auf γ-Einordnung gestützt, nur Vorschlag
		(1397.1)	21	
(1827)		(1599.5)	13-30	siehe 1788; γ-Linie odR sehr schwach, entfaltet
		(1435.8)	13	entfaltet

5 Statistisches Modell

Die (p,n)-Reaktion bei Energien unterhalb des Coulombwalls verläuft in diesem Massenbereich überwiegend nach dem Compoundmechanismus (KiR 66, KiR 67 a, DuG 69, KiB 69, LiH 69). Die Symmetrie der Neutronenwinkelverteilung um 90^{o} sowie der glatte Verlauf der Ausbeutekurve rechtfertigen auch bei dieser Reaktion eine Beschreibung nach dem statistischen Modell von Hauser und Feshbach (HaF 52, Fes 60). Die scharfen Resonanzen sind als isobare Analogresonanzen im Compoundkern ^{93}Nb zu interpretieren.

5.1 Hauser-Feshbach-Wirkungsquerschnitte

Die HF-Formeln für den differentiellen bzw. integrierten Wirkungsquerschnitt für einen Übergang von Kanal c→ c' wurden der Literatur entnommen (zum Beispiel Vog 68). Die HF-Rechnungen wurden mit dem Programm LULU durchgeführt (Pie 70).

Wegen der Fluktuation der Partialbreiten müssen die HF-Formeln mit dem Breitenfluktuationsfaktor $W_{cc'}$ multipliziert werden (Pie 70, weitere Literatur dort). Aufgrund der großen Zahl der offenen Kanäle erwartet man jedoch keine Änderung der HF-Wirkungsquerschnitte bei Berücksichtigung dieser Korrektur. Eine Testrechnung ergab als maximale Abweichung 2 - 3 % für I = 0, mit wachsendem Endkernspin wurde die Differenz rasch kleiner. Die HF-Rechnungen wurden deshalb ohne diese Korrektur durchgeführt.

5.2 Ersetzung der Summe über alle offenen Kanäle

Im Nenner der HF-Formel steht die Summe über alle möglichen Zerfallskanäle $\sum T_{c''}$, für die Anwendung ist in diesem Massenbereich speziell die Kenntnis der Neutronenkanäle notwendig, da die anderen Zerfallsarten bei Energien deutlich oberhalb der Neutronenschwelle kaum beitragen (JoK 70). Eine Möglichkeit, die den Anwendungsbereich des HF-Modells erweitert, ist die

Ersetzung von $\sum T_{c''}$ durch folgenden Ausdruck (EbB 69, EbM 70):

$$\sum_{c''} T_{c''} = 2\pi \frac{\Gamma_J}{D_J} = N(2J+1) \exp\left(-J(J+1)/2\sigma^2 (1+w)\right) \qquad (2)$$

$$w = \frac{3}{5A} \approx 0 \quad \text{für } A = 92$$

Hierin sind Γ_J und D_J mittlere Breite und Abstand der Compoundresonanzen mit Spin J. N ist ein Normierungsfaktor, der im Falle ganzzahliger Compoundkernspins mit $2\pi\Gamma_0/D_0$ identifiziert werden kann. Der Parameter σ ist nach der Ableitung von Eberhard et al. (EbB 69) gleich dem Spinabschneideparameter des Endkerns σ_{end}. Die Anwendbarkeit von (2) wird in Kapitel 6.6 untersucht.

5.3 Neutronenzerfall von IAR

Der isospinverbotene Neutronenzerfall von IAR wird erklärt durch Mischung der IAR mit den dicht liegenden $T_<$-Zuständen gleicher Spin-Parität und deren statistischen Zerfall (RiM 71). Mit der zusätzlichen Annahme,*) daß sich der Resonanzanteil inkohärent zum HF-Anteil addiert, erhält man für den Übergang zu einem Endzustand c':

$$\sigma_{c'}^{res} = \sigma_{ges} - \sigma_{HF} = \text{const (IAR)} \times \sum_{\ell_i} T_{\ell_i}^{(c')} \qquad (3)$$

Die Konstante const (IAR) ist durch die Resonanz bestimmt, die Summe $\sum T_{\ell_i}^{(c')}$ läuft über alle Werte ℓ_i, die mit dem Übergang $J^{\pi_J} \rightarrow I^{\pi}$ der IAR in den Endzustand I^{π} verträglich sind. Formel (3) entspricht der HF-Formel, wenn man berücksichtigt, daß im Compoundkern nur ein Spin J^{π_J} beiträgt und dieser mit definierten Wellen im Eingangskanal erreicht wird.

In den (p,n)-Reaktionen an ^{88}Sr, ^{89}Y (Li S 67), ^{119}Sn (KiR 67), ^{93}Nb, ^{75}As (FiJ 68, 69), ^{91}Zr (Jah 70) wurden nach Formel (3) aus dem Neutronenzerfall von IAR Spinwerte der Endzustände bestimmt.

---

*) Es tragen viele $T_<$-Zustände mit $J^{\pi} = 5/2^+$ bei.

6 Analyse

6.1 Neutronentransmissionskoeffizienten

Formel (3) aus Kap. 5.3 kann in zwei Weisen interpretiert werden:

a) Aus gemessenen Übergangsstärken zu Endzuständen mit bekanntem Spin können die Transmissionskoeffizienten bestimmt werden,

b) bei Kenntnis der Transmissionskoeffizienten können Spin- und Paritätswerte bestimmt werden.

Voraussetzung dafür ist, daß der Spin der IAR bekannt ist. Für die untersuchte Resonanz wird in der Literatur der Spin $J^{\pi} = 5/2^{+}$ angegeben (siehe Kap. 3.1). Nach Formel (3) müssen dann die Resonanzanteile für Übergänge zu Endzuständen mit Spin $I^{\pi} = 2^{-}$ oder 3^{-} gleich stark sein (abgesehen von einer schwachen Energieabhängigkeit) und maximal sein (p-Wellen-Resonanz). Die gemessenen Resonanzbeiträge der Übergänge zu den bekannten Zuständen mit $I^{\pi} = 2^{-}$ (n_2) und 3^{-} (n_5) (siehe Tabelle 1) erfüllen beide Bedingungen und bestätigen somit die Zuordnung $J^{\pi} = 5/2^{+}$.

Aus den gemessenen Resonanzwirkungsquerschnitten (siehe Tabelle 1) sollen die Neutronentransmissionskoeffizienten bestimmt werden. Dazu werden mit Parametersätzen aus der Literatur Neutronentransmissionskoeffizienten berechnet und nach Formel (3) die Resonanzanteile für Übergänge zu Endzuständen mit bekanntem Spin ermittelt. Die Konstante const. (IAR) wird durch eine geeignete Normierung bestimmt. Zum Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Resonanzbeiträgen wird für jeden Parametersatz ein Abweichungsmaß

$$\chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{M} ((\sigma^i_{exp} - \sigma^i_{theo})^2 / (\Delta\sigma^i_{exp})^2)$$ berechnet.

Es wurden mehrere Parametersätze für Neutronen verwendet (siehe Tabelle 3 und 4). Der Satz von Wilmore und Hodgson (WiH 64, Hod 67) ist ein "local equivalent" für die nichtlokale Rechnung von Perey und Buck (AuP 62), die Parameter für diese Rechnung wurden aus Neutronenstreudaten zwischen Aluminium und Blei gewonnen. Moldauer (Mol 63) benutzte die Stärkefunktion und Streudaten zur Ermittlung der Potentiale, dieses Modell wurde von Engelbrecht und Fiedeldey (EnF 67) zu höheren Energien erweitert. Der Satz EnF_{mod}

stimmt bis auf a_W *) mit den Parametern von Engelbrecht und Fiedeldey überein: $a_W = 0.55$ f **). Satz A und Satz B ***) von Finckh et al. (FiJ 70, Jah 70) sind Modifikationen dieses Parametersatzes: geändert wurde W^G *) mit der Nebenbedingung $W^G a_w = \text{const}$. Der Satz von Becchetti und Greenlees (BeG 69) ist eine Übertragung von Protonenparametern auf Neutronenparameter, die Protonenparameter wurden durch Anpassung von Streudaten, Polarisation und Absorptionsquerschnitten gewonnen, wobei nur Protonenenergien $E_p \geq 10$ MeV zugelassen wurden. Die Neutronenparameter sind bis auf kleine Änderungen im Realteil und Imaginärteil des Potentials den Protonenparametern gleich, nur der Radius und die Diffuseness des Oberflächenpotentials wurden stärker geändert.

Der Vergleich dieser Sätze untereinander führt zu den gleichen Feststellungen, wie sie am Beispiel des ^{91}Zr(p,n) gegeben wurden (FiJ 70). Wegen der 3-p-Resonanz des Optischen Modells sind die Neutronentransmissionskoeffizienten mit $\ell = 1$ maximal (0.99, siehe Abb. 7) und auch die f- und h-Wellen-Transmissionskoeffizienten haben relative Maxima als Funktion von A. Die verschiedenen Parametersätze ergeben für die Transmissionskoeffizienten dieser Wellen Unterschiede bis 10 %, die Transmissionskoeffizienten mit geradem ℓ dagegen sind sehr verschieden (bis Faktor 2).

Für den Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Übergangsstärken eignen sich die ersten acht Niveaus, da deren Spins bekannt sind. Zur Bestimmung der χ^2-Werte (siehe oben) wurden die berechneten Stärken an der Summe der Übergänge zum E* = 136, 227 und 286 keV Niveau normiert ****). Die χ^2-Werte sind in Tab. 3 aufgeführt. Eine befriedigende Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung ergibt sich nur für Satz B.

---

*) Erklärung siehe Tab. 4

**) Diese Erhöhung geht auf eine Anregung von P. Sperr (Spe 71) zurück, der bei der Reaktion ^{95}Mo(p,n)^{95}Tc den Neutronenzerfall einer IAR nur mit einem noch höheren a_W (= 0.74 f) beschreiben konnte und dafür den Anstieg der s-Wellen-Stärkefunktion vom Minimum bei A ≈ 90 her verantwortlich macht.

***) Damit wird der Neutronenzerfall zweier IAR im ^{92}Nb gut beschrieben.

****) Diese Normierung wurde gewählt, da die Einzellinien entfaltet werden mußten, also einen größeren Fehler haben.

Tabelle 3: χ^2-Werte, berechnet für verschiedene Neutronenparametersätze
Nähere Erläuterung im Text und in Tabelle 4

Autor	FiJ 70 Satz B	EnF_{mod}	EnF 67	FiJ 70 Satz A	WiH 64	BeG 69
χ^2	1.8	5.0	8.6	9.1	13.2	44.5

6.2 Termschema für die Hauser-Feshbach-Rechnungen

Für die HF-Rechnung wird das Termschema von ^{92}Nb benötigt. Viele Niveaus sind aus den ^{91}Zr(^{3}He,d), ^{93}Nb(d,t) und ^{92}Zr(p,n) und (p,nγ)-Messungen bekannt (siehe Kap. 8 und Abb. 10). Die Bahndrehimpulse ℓ_p bzw. ℓ_n der in den ersten beiden Reaktionen übertragenen Nukleonen sowie diese (p,n)-Messung in und außerhalb der IAR ermöglichen weitgehende Spineinschränkungen. Mit der (p,n)-Reaktion werden vorwiegend Zustände mit Spin $I \leq 5$ besetzt, während mit der (d,t)-Reaktion wegen des hohen Anfangspins (^{93}Nb gs: $I^\pi = 9/2^+$) vor allem Zustände mit hohen Spinwerten erreicht werden. Die Protonentransferreaktion (^{91}Zr gs: $I^\pi = 5/2^+$) stützt die Aussagen der Resonanzmessung (Abb. 10).

Zur Vervollständigung des Termschemas bis $E^* = 2.3$ MeV wurden im Bereich $E^* = 2.0 - 2.3$ MeV einige weitere Niveaus angenommen, die aus der Kopplung eines Neutrons an Zustände im ^{91}Nb resultieren. (Das Verfahren wird im Anhang genauer beschrieben.) Wie Testrechnungen zeigen, beeinflussen die Details des Endkerntermschemas - besonders für höhere Anregungsenergien, also kleine Neutronenenergien - die HF-Wirkungsquerschnitte nur unwesentlich. Man kann deshalb auch bei den Messungen außerhalb der Resonanz aus dem Vergleich von berechneten und gemessenen Übergangsstärken Spineinschränkungen gewinnen.

Tabelle 4: Optische Potentiale für Neutronen und Protonen

Unter "Bemerkungen" (Spalte 13) sind Hinweise, welche Daten zur Bestimmung der Potentiale benutzt wurden. Weitere Erläuterungen im Text

$$V(r) = -(V+iU)\, f_v(r) - i\begin{cases} W^G \exp -\left(\frac{r-R_w}{a_w}\right)^2 \\ W^D\,(-4\,a_w)\frac{d}{dr} f_w(r) \end{cases} + V_{so}\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 \frac{1}{r}\frac{d}{dr} f_{so}(r)\, \vec{\sigma}\cdot\vec{\ell} + V_{coul}(r, R_c)$$

mit $f_i(r) = \left(1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)\right)^{-1}$, $R_i = r_i A^{1/3}$, geometrische Parameter in fermi, Potentiale in MeV, ≥ 0

$\xi = (N - Z)/A$, $\gamma = Z/A^{1/3}$

Neutronenparameter:

Autor	V	U	W	V_{so}	r_v	r_w	r_{so}	r_c	a_v	a_w	a_{so}	Bemerkungen
WiH 64	47.01- .267 E - .00118 E^2	0	W^D = 9.52 - . 53 E	0	s.(1)	s.(1)	= r_v		.66	.48	.66	"local equivalent"für AuP 62
EnF 67	46 - .25 E	.125 E -.0004 E^2	W^G = 14 - .2 E	7	s.(2)	s.(2)	= r_v		.62	.50	.62	Erw. Mol 63
BeG 69	56.3-.32 E - 24 ξ	.22 E-1.6	W^D = 13 -.25 E -12 ξ	6.2	1.17	1.26	1.01		.75	.58	.75	"overall" (großer A-Bereich)
FiJ 70 Satz A	wie EnF 67	0	W^G = 10 - .2 E	7	← wie EnF 67				→	.70	.62	Modifikation
Satz B	wie EnF 67	wie EnF 67	W^G = 9 - .2 E	7	← wie EnF 67				→	.78	.62	EnF 67

(1) $r_v = 1.322 - .00076\,A + 4\cdot 10^{-6} A^2 - 8\cdot 10^{-9} A^3$, $r_w = 1.266 - .00037\,A + 2\cdot 10^{-6} A^2 - 4\cdot 10^{-9} A^3$

(2) $r_v = 1.16 + 0.6\,A^{-1/3}$ $r_w = 1.16 + 1.1\,A^{-1/3}$

Tabelle 4: Fortsetzung

Protonenparameter

Autor	V	U	W^D	V_{so}	r_v	r_w	r_{so}	r_c	a_v	a_w	a_{so}	Bemerkungen
JoK 68	59.5 - .5 E	0	5	7.5	1.25	1.25	1.25	1.25	.65	.47	.65	Y(p,n)
JoK 70 Satz C	58.8 -.92 E + .4 γ + 24 ξ	0	11.4	6.0	1.2	1.31	1.1	1.21	.70	.24	.70	Sn(p,n)
Satz D	58 - .84 E + .4 γ + 24 ξ	0	9.44	6.0	1.2	1.31	1.1	1.21	.70	.093 + .052E	.70	Sn(p,n)
ThA 68	56.75 - .5 E	0	3.5	5.5	1.25	1.25	1.25	1.25	.65	.70	.65	^{92}Zr(p,p),(p,n)
LiK 68	59.7 -.5E	0	5.88	6.25	1.23	1.23	1.23	1.20	.60	.68	.65	^{90}Zr(p,p), $E_p > Q_{pn}$
DiE 68 Satz D'	60.1 - .5 E	0	8.2	7.4	1.228	1.189	1.228	1.25	.637	.718	.637	^{92}Zr(p,p)
RoF 65	58	5	0	7	1.24	1.24	1.24	1.24	.66	.66	.66	^{92}Zr(p,n)
BeG 69	54 - .32 E + .4 γ + 24 ξ	.22 E - 2.7	11.8- .25 E + 12 ξ	6.2	1.17	1.32	1.01	s.(3)	.75	.51 + .7 ξ	.75	"overall" (großer A-Bereich)
EIH 69	55 - .3 E	0	12	6.5	1.287	1.301	1.05	1.25	.666	.512	.533	^{88}Sr, ^{92}Zr(p,p)
CIC 70 Satz F	57.2 - .205 E	0	12.85 + .154E	6.8	1.25	1.25	1.20	1.25	.65	.47	.42	^{90,91}Zr(p,p)
CIC 70a	56.77- .133E	0	9.66	6.4	1.23	1.18	1.20	1.25	.60	.67	.42	^{92}Zr(p,p)
GrP 71	52.3 - .32 E +.4 γ + 24 ξ	0	11.1 - .25 E + 12 ξ	6.4	1.21	1.32	1.04	1.25	.72	.45 +.7 ξ	.63	7 Kerne Fe - Sn(p,p) E-, γ-, ξ -Abhängigkeit von BeG 69

(3) $r_c = 1.123 + 2.352 \cdot A^{-2/3} - 2.070 \cdot A^{-4/3}$

6.3 Messung außerhalb der Resonanz

Für die HF-Rechnungen wurde neben dem Neutronenzerfall in den Endkern ^{92}Nb (mit dem Termschema aus 6.2) auch der Protonenzerfall in den Targetkern ^{92}Zr berücksichtigt, das Termschema bis zur Anregungsenergie $E^* = 2.82$ MeV entnahmen wir Nuclear Data Journal (NDJ 66). Der Beitrag des Protonenzerfalls beträgt nur einige Prozent. *) Weitere Zerfallsarten liefern noch geringere Beiträge, so sind die α-Transmissionskoeffizienten um ca. einen Faktor 10^4 kleiner als die Neutronentransmissionskoeffizienten, der γ-Zerfall trägt nur dicht über der Neutronenschwelle bei (JoK 70, UmC 71).

Für die Analyse der Wirkungsquerschnitte außerhalb der Resonanz werden die Neutronentransmissionskoeffizienten nach Satz B und die Protonentransmissionskoeffizienten nach den Parametern von Robson et al. (RoF 65) benutzt. Weitere Protonenparameter werden in Abschnitt 7 diskutiert.

In Abb. 6 a, b, c sind die integrierten partiellen Wirkungsquerschnitte mit den HF-Rechnungen bzw. den berechneten Resonanzbeiträgen verglichen. Aus den drei Abbildungen wird die Sicherheit der Spinbestimmung deutlich. Übergänge zu Endzuständen mit Spinwerten von 2^-, 3^- bzw. 1^-, 4^- und auch 2^+ 3^+ (für Neutronenenergien $E_n \geq 1.6$ MeV, das entspricht Anregungsenergien $E^* \leq 0.6$ MeV, auch 5^-) haben in der Resonanz deutlich stärkere Intensitäten als außerhalb der Resonanz (Abb. 6 a), die Entscheidung zwischen den beiden möglichen Spinwerten ergibt sich aus der Messung außerhalb der Resonanz (Abb. 6 b, c). Für Übergänge zu Zuständen mit anderen Spinwerten unterscheiden sich die berechneten Resonanzanteile so wenig (Abb. 6 a), daß aus den gemessenen Resonanzanteilen der Spin nicht weiter eingeschränkt werden kann. Für Spinwerte $I^\pi = 0^\pm$, 1^+, 4^+ kann dann jedoch aus der Messung außerhalb der Resonanz der Spin bestimmt werden, da die berechneten Intensitäten für diese Spinwerte deutlich getrennt sind (Abb. 6 b, c). Für Spinwerte $I \geq 5$ ist eine weitere Einschränkung nicht möglich. - Für Spinwerte von $0^\pm$ - $4^\pm$ ist also meist der Spin eindeutig bestimmt, und zwar relativ unabhängig von den

*) Tab. A 4 im Anhang zeigt die verwendeten Termschemata.

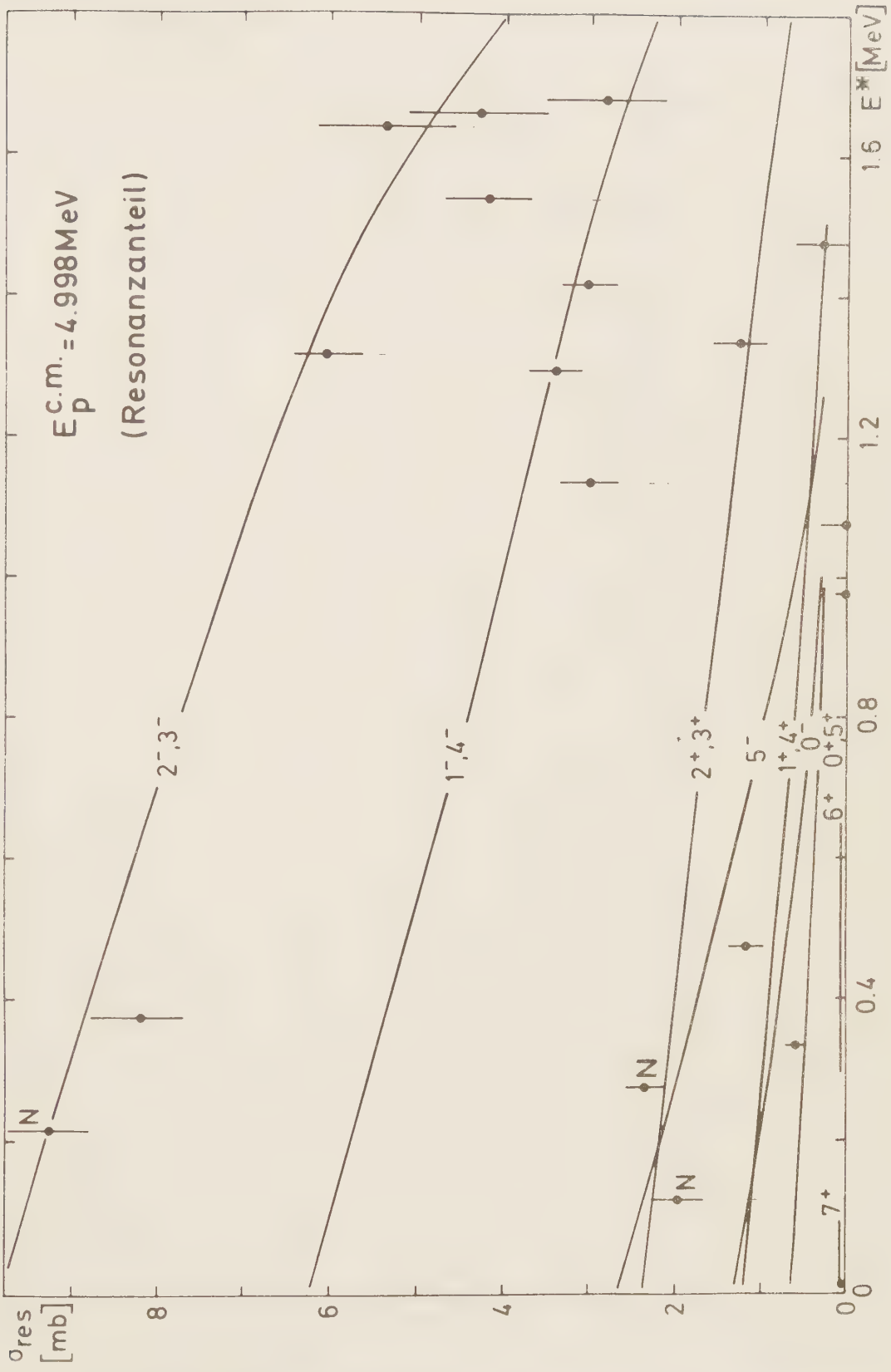

Abb. 6 a: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Resonanzanteilen der Übergänge zu den Endzuständen

Die Wirkungsquerschnitte sind über der Anregungsenergie im Endkern ^{92}Nb aufgetragen, die für die Rechnungen benutzten Spinwerte der Endzustände sind an den Kurven angegeben. Verwendete Parametersätze: Robson et al. (RoF 65) und Satz B (FiJ 70).

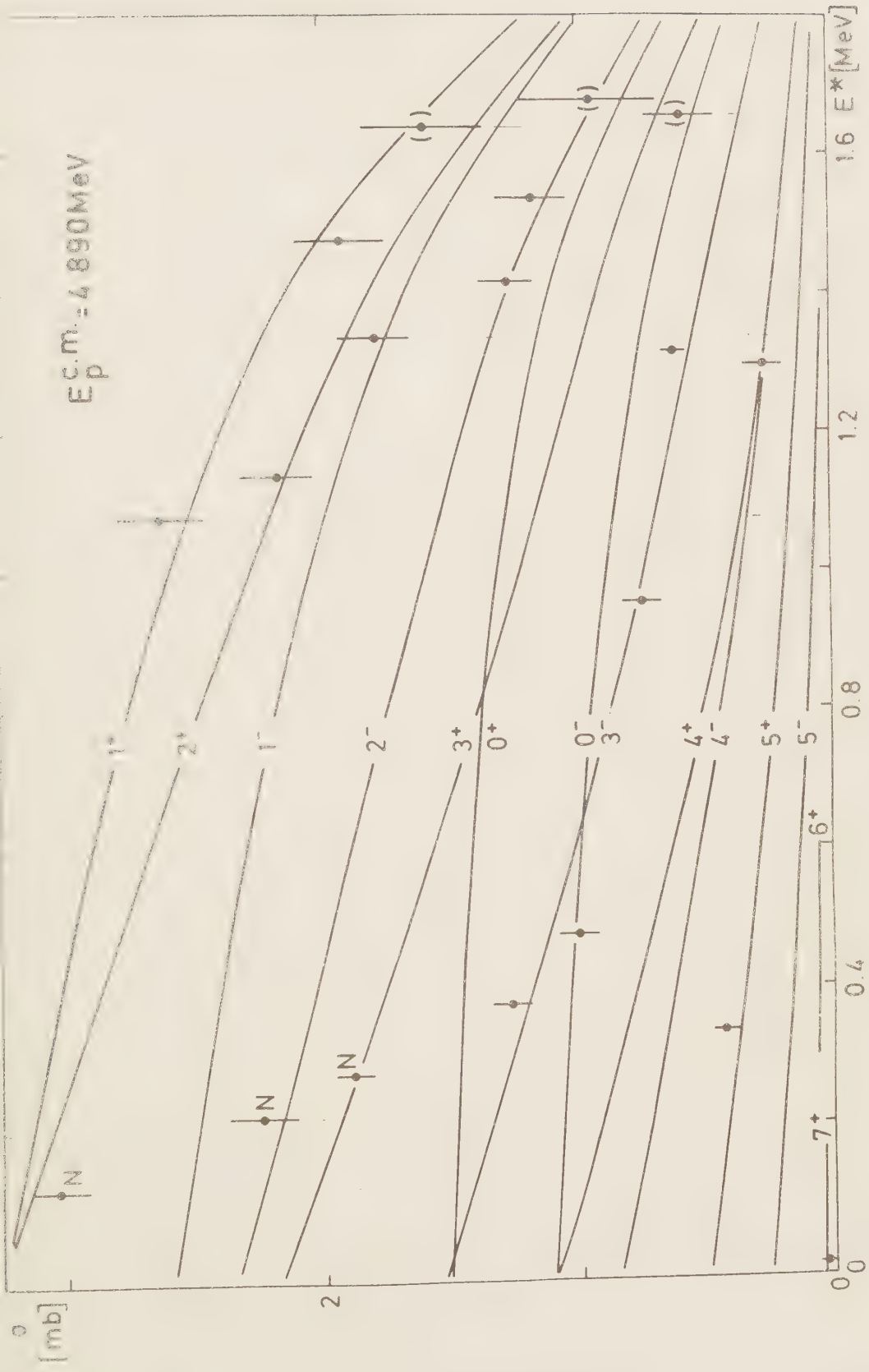

Abb. 6 b: siehe Abb. 6 c

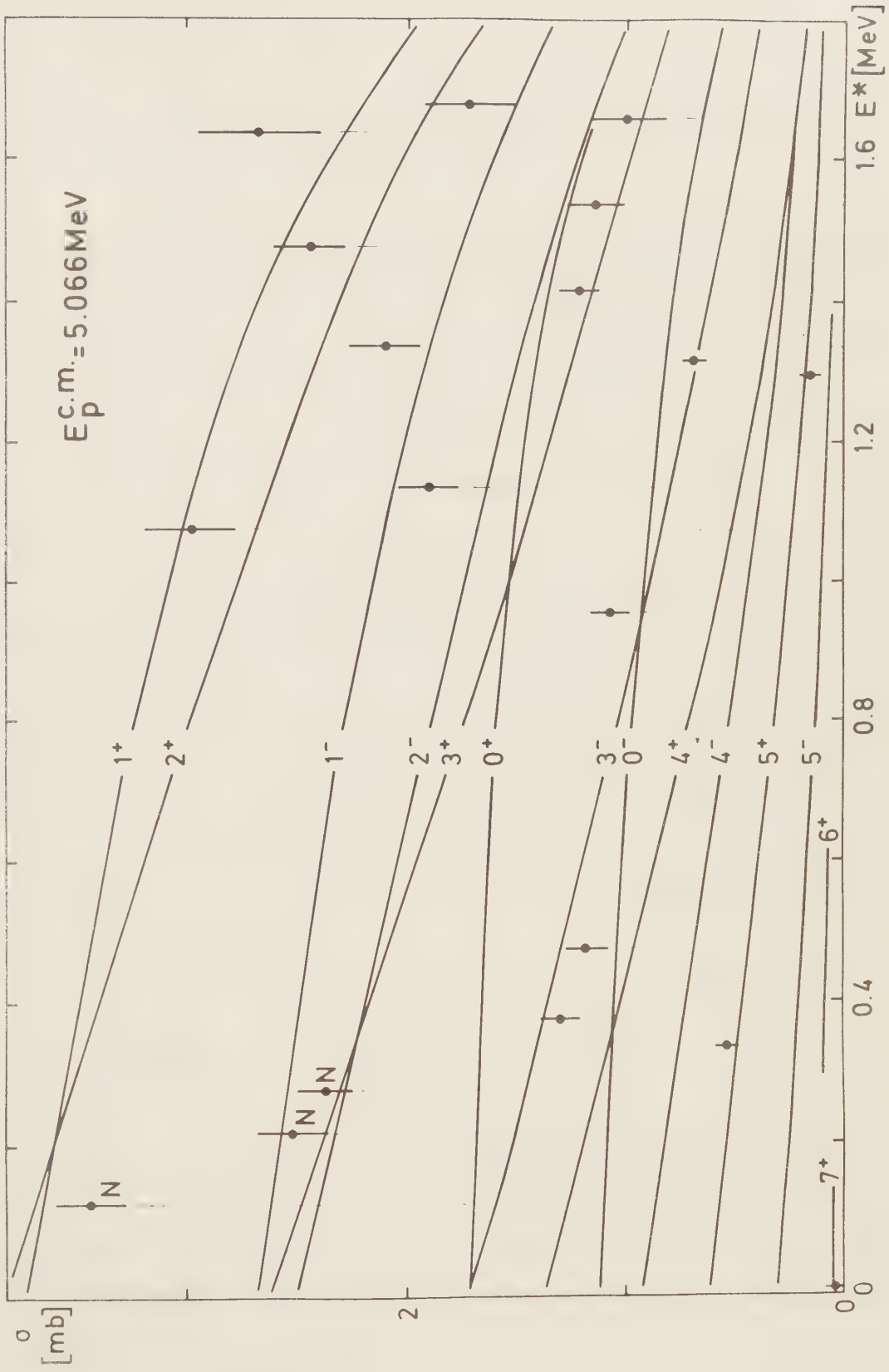

Abb. 6 c: Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Wirkungsquerschnitten

Bei der unteren Einschußenergie (Abb. 6 b) sind die Übergänge zu den letzten drei (eingeklammerten) Zuständen unsicher (siehe Kap. 4.12). Weitere Erläuterungen siehe Abb. 6 a.

gewählten Protonenparametern, dies liegt an der starken Einschränkung der möglichen Spinwerte aus der Resonanzanalyse.

Die Rechnungen wurden normiert wie in Kap. 6.1. Die Normierungsfaktoren betragen bei $E_p^{cm} = 4.890$ MeV (udR) $F = \sigma_{exp}/\sigma_{cal} = 0.80$ und bei $E_p^{cm} =$ 5.066 MeV (odR) F = 0.84. Da der berechnete Protonenabsorptionsquerschnitt die gemessene Energieabhängigkeit gut wiedergibt (siehe Abb. 2), ist die relative Konstanz der Faktoren ein Anzeichen dafür, daß das gewählte Endkerntermschema zur Bestimmung der Übergangsstärken geeignet ist.

Wir können nun die Konsistenz von Longcounter- und Flugzeitmessung prüfen. Mit dem gewählten Protonenparametersatz (RoF 65) werden die Verzweigungsverhältnisse zu den Endzuständen gut wiedergegeben, die berechneten Wirkungsquerschnitte sind allerdings um 20 - 25 % größer als die mit der Flugzeitapparatur gemessenen partiellen Wirkungsquerschnitte (siehe Faktoren F). Andererseits ist der berechnete Absorptionsquerschnitt um 10 - 15 % größer als die mit dem Longcounter gemessene (p,n)-Ausbeute (siehe Abb. 2). Es verbleibt also ein Unterschied von 5 - 10 %, was für den Vergleich zweier Absolutmessungen eine gute Übereinstimmung ist.

6.4 Winkelverteilungen

In den Abb. 5 a, b werden die gemessenen Winkelverteilungen mit den Voraussagen des HF-Modells verglichen. Die Normierung ist dieselbe wie in Kap. 6.1. Die Verteilungen außerhalb der Resonanz geben wegen der geringen Struktur im allgemeinen keine über die Intensitätsaussagen hinausgehenden Spineinschränkungen (siehe Kap. 4.12).

Die HF-Rechnungen geben die Winkelverteilungen für die Übergänge zu Niveaus mit sicheren Spinwerten (siehe Kap. 8), insbesondere die Vorzeichen der Anisotropien, im allgemeinen recht gut wieder. Eine Ausnahme bildet der Übergang zum Zustand $E^* = 286$ keV, 3^+ bei $E_p^{cm} = 5.066$ MeV. Das Vorzeichen des

P2 -Terms ist falsch. Eine mögliche Erklärung ist die Existenz der Störlinie aus $^{13}C(p,n)$ (siehe Kap. 3.2).

Bei der Bestimmung der differentiellen Resonanzwirkungsquerschnitte (Kap. 4.12) und der Analyse der Resonanzwinkelverteilungen wurde vorausgesetzt, daß selbst bei den differentiellen Wirkungsquerschnitten der HF-Anteil inkohärent addiert werden kann. Diese Voraussetzung ist weitergehender als die in Kap. 5.3 gemachte Annahme einer inkohärenten Addition der integrierten Anteile. Interferenzen verschiedener Wellen im Eingangskanal, wie sie in einigen Fällen beobachtet wurden (CuP 70, KiR 71 a), können nicht auftreten, da wegen des Spins des Targetkerns $I^{\pi} = 0^+$ die IAR mit einem definierten Drehimpuls $\ell_i = d_{5/2}$ erreicht wird. Interferenzen im Ausgangskanal werden nicht erwartet (KiR 71 a). Die unter den obigen Voraussetzungen berechneten Resonanzwinkelverteilungen stimmen mit den Messungen sehr gut überein. Das rechtfertigt im Nachhinein diese Voraussetzungen, insbesondere die inkohärente Addition des HF-Untergrunds. Wegen der ausgeprägten Struktur werden diese Messungen mit zur Spinbestimmung herangezogen (siehe Kap. 8).

6.5 Weitere Prüfung der Annahmen über den Neutronenzerfall von IAR

Die in dieser Arbeit gemachten Annahmen über den Neutronenzerfall von IAR implizieren, daß dieser Zerfall allein mit Transmissionskoeffizienten aus dem Optischen Modell beschrieben werden kann. Eine Prüfung dieser Annahme durch Analyse mehrerer Resonanzmessungen mit Transmissionskoeffizienten, die aus einem Parametersatz gewonnen wurden, ist wünschenswert. Wir haben deshalb die Ergebnisse der Neutronenzerfälle von IAR in $^{92,93}Nb$ sowie $^{96,98}Tc$ (Jah 70, FiJ 70, diese Arbeit, KiR 71) mit Summen $\Sigma T_{\ell_i}(n)$, die mit Satz B berechnet wurden, verglichen.*) Abb. 7 zeigt, daß alle untersuchten Übergänge einer theoretischen Kurve zugeordnet werden können. Ferner ergibt sich, daß bei bekanntem Spin diese Kurve dann auch dem Spin des Niveaus entspricht.

*) Die Transmissionskoeffizienten wurden für A = 92 berechnet, während die IAR in Kernen mit verschiedenem A liegen, dies bedeutet jedoch - zumindest für die ungeraden Wellen - einen vernachlässigbaren Fehler.

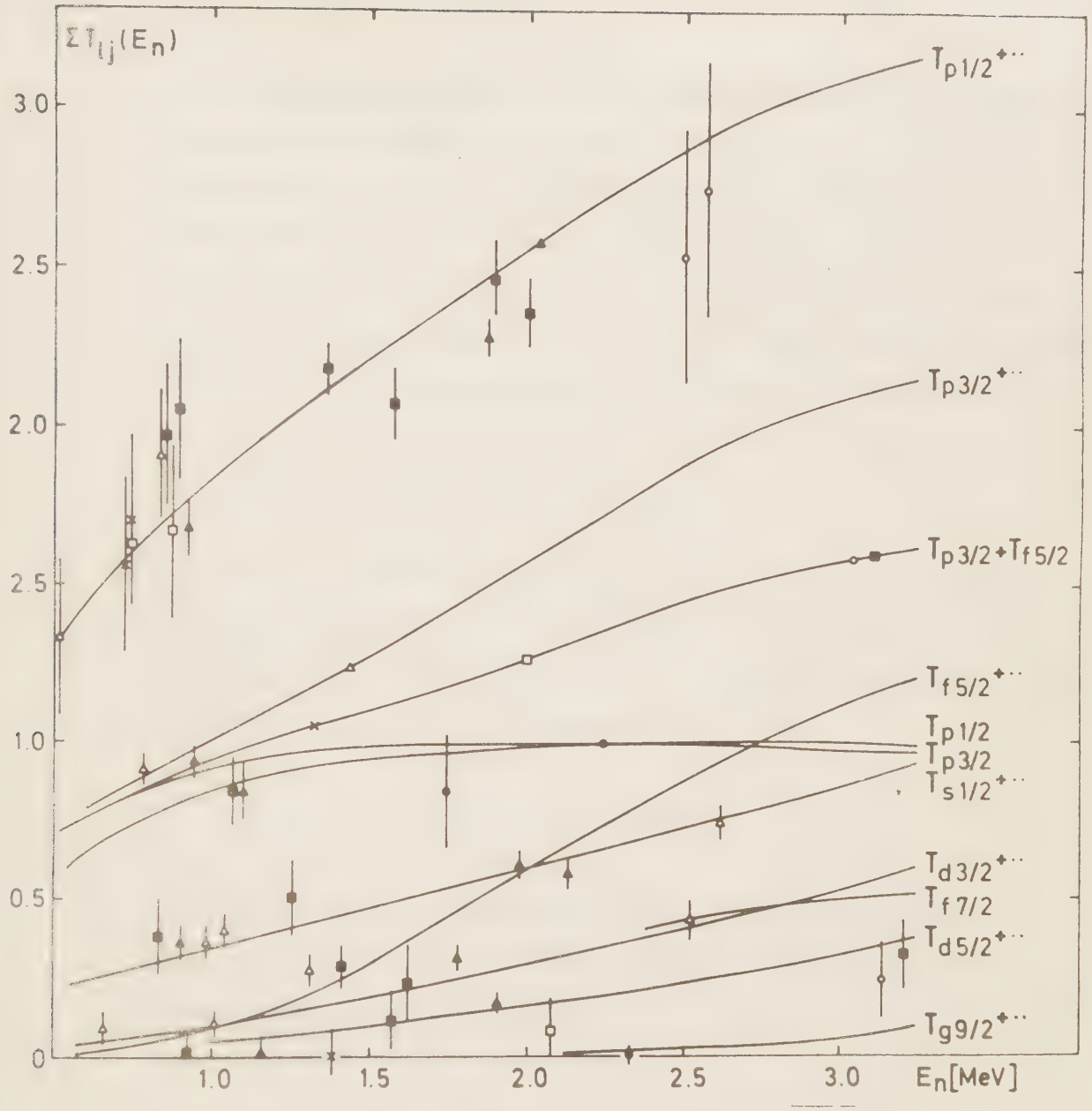

Abb. 7: Berechnete und gemessene Werte für Übergangsstärken beim Neutronenzerfall mehrerer IAR

Die Kurven sind Summen der mit Satz B berechneten Transmissionskoeffizienten, die Summen beginnen mit dem angegebenen $T_{\ell j}$. Die Meßwerte sind jeweils an bekannten Übergängen normiert, die Normierungspunkte haben keine Fehler. Die Symbole kennzeichnen die IAR.

Symbol	Reaktion	E_p^{cm} (Res) (keV)	J^π	Autor
□	$^{91}_{95}Zr(p,n)^{91}_{95}Nb$	4109	2^+	KiR 71
×	$^{97}_{97}Mo(p,n)^{95}_{97}Tc$	3867	2^+	"
○	$^{97}_{97}Mo(p,n)^{97}_{97}Tc$	4286	2^+	"
●	$^{91}_{91}Mo(p,n)^{91}_{91}Tc$	3469	0^+	"
■	$^{91}_{91}Zr\ (p,n)^{91}_{91}Nb$	5235	2^+	FiJ 70
△	$^{92}_{91}Zr\ (p,n)^{92}_{91}Nb$	4643	4^+	"
▲	$^{92}_{}Zr\ (p,n)^{92}_{}Nb$	4998	$5/2^+$	diese Arbeit

Es ist also möglich, den isospinverbotenen Neutronenzerfall verschiedener IAR mit unterschiedlichen Spinwerten in einer Reihe von Kernen allein mit Transmissionskoeffizienten aus einem Parametersatz zu beschreiben. Wenn der Zerfall außer vom Spin auch von der speziellen Struktur der IAR abhinge, dann müßten analog zu den Transferreaktionen bestimmte Endzustände bevorzugt besetzt werden. Der Vergleich nach Abb. 7 rechtfertigt also in überzeugender Weise die Annahme eines statistischen Neutronenzerfalls von IAR.

6.6 Prüfung der Parametrisierung von $\Sigma T_{c''}$

Die im Nenner der HF-Formel auftretende Summe $\Sigma T_{c''}$ über alle offenen Zerfallskanäle läßt sich nach Formel (2) (Kap. 5.2) parametrisieren. Die Ableitung erfolgt unter der Voraussetzung, daß die Spinverteilung im Endkern durch die analoge Formel beschrieben wird:

$$A_E(I) \sim (2I + 1)\ \exp(-I(I + 1)/2\,\sigma^2_{end}) \qquad (2\,a)$$

Dabei bedeutet $A_E(I)$ die Anzahl der Zustände im Endkern mit Spin I bis zur Anregungsenergie E, beide Paritätswerte sollen gleich häufig sein. Aus der Ableitung folgt weiter, daß der Parameter σ in Formel (2) gleich dem Spinabschneideparameter σ_{end} des Endkerns ist.

Testrechnungen ergeben, daß die Formel auch dann eine adäquate Parametrisierung der $\Sigma T_{c''}$ liefert, wenn das Endkerntermschema sehr stark von einer Spinverteilung der Form (2 a) abweicht.*) Es ist also nicht ohne weiteres zulässig, den Parameter $2\sigma^2$ als Spinabschneideparameter $2\,\sigma^2_{end}$ des Restkerns zu interpretieren. Andererseits wird dadurch der Anwendungsbereich der Formel erweitert, da sie offenbar relativ unabhängig von der speziellen Verteilung im Endkern gilt.

---

*) Zu diesem Punkt wurde eine Testrechnung durchgeführt mit einem Endkerntermschema, das systematisch von der Form (2 a) abwich. Bei den Compoundkernspins, die wesentlich zum HF-Wirkungsquerschnitt beitragen (im Beispiel 1/2 - 9/2), ergab sich für die $\Sigma T_{c''}$ eine Abhängigkeit der Form (2), erst für höhere Spinwerte machte sich die Abweichung von (2 a) im Endkerntermschema auch in $\Sigma T_{c''}$ bemerkbar.

Ferner zeigt sich, daß verschiedene Parameter für jede Parität $\pi_J = +1$ bzw. $\pi_J = -1$ im Compoundkern benötigt werden, wenn im dominierenden Zerfallskanal *) eine Partialwelle überwiegt und ungleichmäßige Paritätsverteilung im entsprechenden Endkern vorliegt. Dieser Punkt kann am Beispiel des ^{92}Nb erläutert werden. Aus Abb. 8 ergibt sich, daß die Spinverteilung im Endkern bis zur Anregungsenergie $E^* = 2.3$ MeV für beide Paritätswerte zusammen die funktionelle Abhängigkeit von (2) bzw. (2 a) hat mit $2\sigma^2_{end} = 23$ (obere Gerade), auch die Summe über beide Paritäten $\sum_{\pi_J=+1} T_{c''} + \sum_{\pi_J=-1} T_{c''}$ zeigt diese Abhängigkeit mit dem gleichen Wert $2\sigma^2 = 23$ (Symbole •). Die Spinverteilung im Endkern für $\pi = -1$ bzw. $\pi = +1$ einzeln (Symbole - bzw. +) wird ebenfalls im Mittel mit (2 a) beschrieben aber mit verschiedenen Werten $2\sigma^2_{end}$ und verschiedenen Absolutwerten. Dies spiegelt sich wegen der Selektivität der p-Welle im Neutronenkanal im Verhalten der $\sum T_{c''}$ mit $\pi_J = +1$ bzw. $\pi_J = -1$ wieder. Die HF-Wirkungsquerschnitte zeigen dann einen systematischen Paritätseffekt auch bei "richtigen" Transmissionskoeffizienten **).

Den Wert von $2\sigma^2_{end}$ bestimmten wir aus Abb. 8 (siehe oben), Abb. 9 zeigt einen Vergleich der HF-Rechnungen mit $\sum T_{c''}$ und mit der Formel (2). Zum leichteren Erkennen systematischer Abweichungen ist $\sigma_{exp}/\sigma_{cal} = F(I)$ aufgetragen, die Normierung ist dieselbe wie in Kap. 6.1. Man erkennt keine systematischen Abweichungen, was nach Abb. 8 wegen der geringen Differenz zwischen den Einzelkurven (+, -) und der gemittelten Kurve (•) für die Werte $J = 1/2 - 3/2$ ***) auch verständlich ist.

Der Normierungsfaktor N läßt sich entweder aus der Anpassung an die experimentellen Wirkungsquerschnitte oder direkt aus der Beziehung (2) bestimmen (wenn $\sum T_{c''}$ bekannt ist). Bei der ersten Methode gehen die absoluten Werte

---

*) zum Beispiel der Neutronenkanal in der hier untersuchten Reaktion

**) Erläuterungen siehe Anhang A 5

***) s- und p-Wellen sind für den Eingangskanal entscheidend.

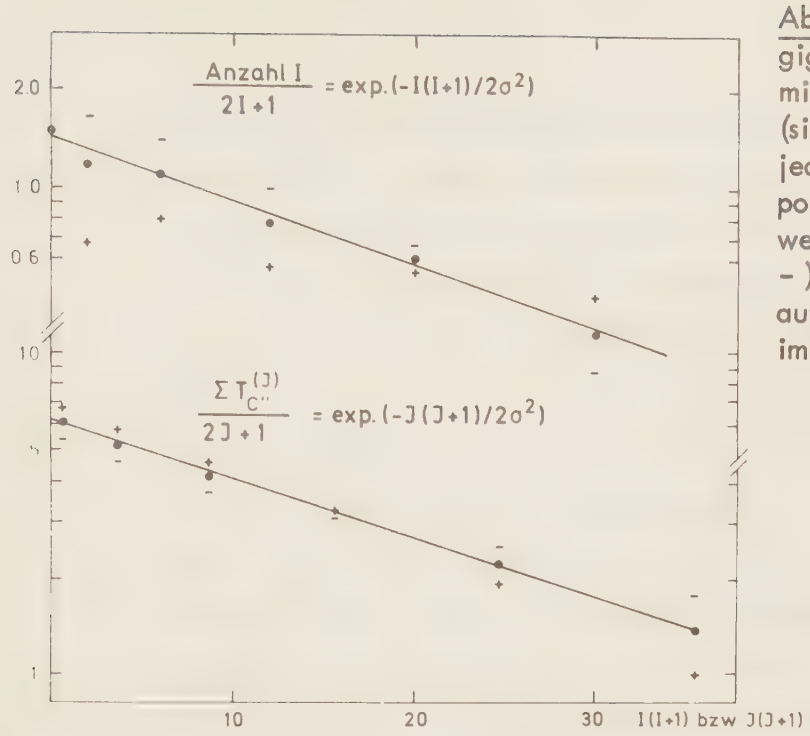

Abb. 8: Vergleich der Spinabhängigkeit des Nenners der HF-Formel mit der Spinverteilung im Endkern (siehe Kap. 5.2 und 6.6). Für jeden Endkernspin I bzw. Compoundkernspin J ist der Funktionswert für jede Parität einzeln (+ bzw. -) und der Mittelwert daraus (•) aufgetragen. Weitere Erläuterung im Text.

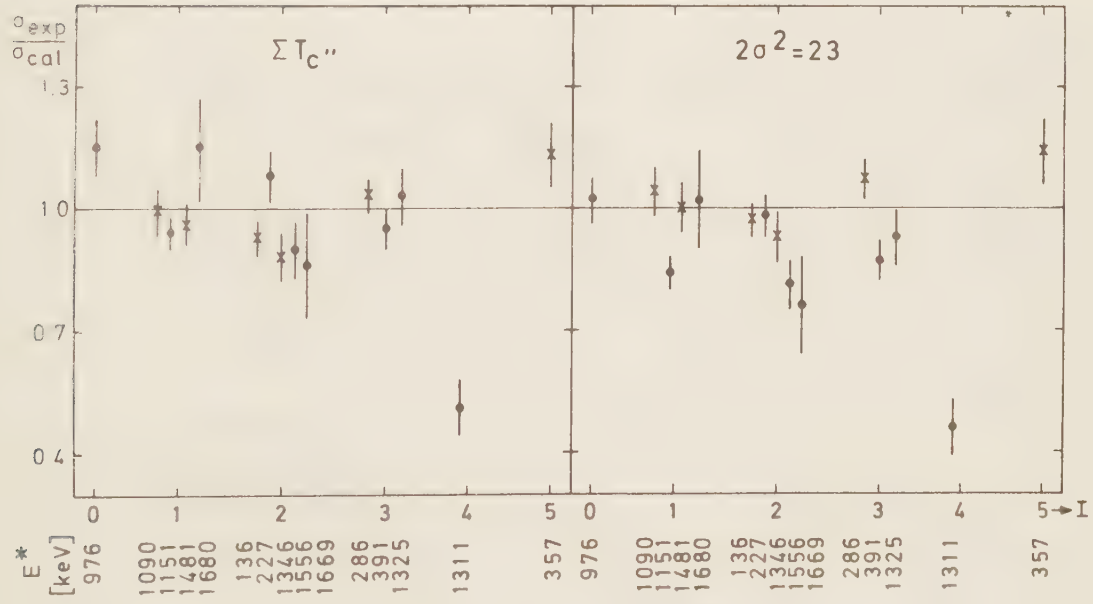

Abb. 9: Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte (E_p^{cm} = 5.066 MeV) mit HF-Rechnungen nach der exakten Formel ($\Sigma T_c''$) und nach der Näherungsformel ($2\sigma^2$, siehe Kap. 5.2). Die Niveaus sind nach steigenden Spinwerten geordnet, positive (negative) Parität ist durch ein Kreuz (einen Punkt) gekennzeichnet. Die Normierung ist wie in Kap. 6.1. Die Transmissionskoeffizienten wurden mit den Parametern von Robson et al. (RoF 65) und Satz B (FiJ 70) berechnet (gilt auch für Abb. 8). Der Übergang zum Zustand E* = 1311 keV, 4^- ist die schwächste Linie, die ausgewertet wurde (siehe Tabelle 1), die Linie mußte außerdem entfaltet werden.

der Protonentransmissionskoeffizienten und Neutronentransmissionskoeffizienten ein, bei der zweiten nur die der Neutronentransmissionskoeffizienten. Für die Protonenparameter wurden die "richtigen" Absolutwerte ausgesucht (siehe Kap. 7), bei den Neutronensätzen stimmen die p-Wellen recht gut überein (siehe Kap. 6.1), so daß wir deren Absolutfehler nicht höher als 10 % schätzen. Wir bestimmten N nach beiden Methoden, die Abweichung betrug 10 - 15 %. Daraus ergeben sich die Verhältnisse $2\pi\Gamma_{1/2}/D_{1/2} = N \cdot 2 \exp(-\frac{3}{8\sigma^2})$ und mit den Werten für die Niveaudichte $\rho_{1/2} = 1/D_{1/2}$ (GiC 65) die mittlere Breite $\overline{\Gamma_{1/2}} = 50$ eV für Spins J = 1/2 im Compoundkern bei einer mittleren Anregungsenergie von ca. 11 MeV (siehe Tabelle 5). Der Wert ist verträglich mit anderen Untersuchungen aus Fluktuationsanalysen (ErM 66). Auch die direkte Messung der Lebensdauer von Compoundzuständen im ^{93}Tc ($E^* =$ 11.5 - 11.8 MeV, unterhalb der Neutronenschwelle) mit Hilfe des Blocking-Effekts ergab eine Breite ($\Gamma = h/\tau = 33$ eV) in dieser Größenordnung (CIF 71).

Tabelle 5: Werte von $\Gamma_{1/2}/D_{1/2}$, $D_{1/2}$ und daraus bestimmt $\Gamma_{1/2}$ für ^{93}Nb bei $E^* \approx 11$ MeV

Einschußenergie E_p^{cm} (MeV):	4.890	5.066
$\Gamma_{1/2}/D_{1/2}$ *)	1.54	1.90
Abstand $D_{1/2} = 1/\rho_{1/2}$ (eV) (nach GiC 65)	34	29
Breite $\Gamma_{1/2}$ *) (eV)	52	55

*) Die Werte von $\Gamma_{1/2}/D_{1/2}$ und damit auch $\Gamma_{1/2}$ sind allerdings nur als untere Grenzen zu betrachten. Die Relation $\Sigma T_{c''} = 2\pi\Gamma_J/D_J$ gilt nur im Grenzfall $T_c \ll 1$, allgemeiner ist die Beziehung $\Sigma \ln(1 - T_{c''}) = 2\pi\Gamma_J/D_J$ (Mol 68, Mol 69). Mit einem maximalen Wert der Neutronentransmissionskoeffizienten von 0.99 folgt, daß die Werte von $\Gamma_{1/2}/D_{1/2}$ bis zu einem Faktor 4 ($\ln(1 - 0.99) \approx 4$) größer sein können.

7 Untersuchung verschiedener Parametersätze für Protonen

7.1 Absorptionsquerschnitt

Für die Berechnung der Protonentransmissionskoeffizienten wurde eine Reihe von Parametersätzen verwendet (Tabelle 4). Alle diese Sätze scheinen zur Beschreibung der $^{92}Zr(p,n)^{92}Nb$-Reaktion geeignet. Zum Vergleich mit den partiellen Wirkungsquerschnitten aus der Flugzeitmessung wurden aber nur Parameter verwendet, bei denen der Absorptionsquerschnitt mit der gemessenen (p,n)-Ausbeutekurve innerhalb $\pm$ 15 % übereinstimmt (schon 500 keV über der (p,n)- Schwelle zerfällt der Compoundkern praktisch ausschließlich über Neutronenemission (JoK 70)). Dieses Kriterium ließ nur Sätze übrig, die aus (p,p)- und/oder (p,n)-Analysen an Zr-Isotopen stammten. Die Parametersätze von Johnson und Kernell (JoK 68 und JoK 70), die aus der Analyse von (p,n)-Ausbeutekurven am ^{88}Y bzw. den Sn-Isotopen gewonnen wurden, stimmen zwar im Absorptionsquerschnitt wie auch in den Transmissionskoeffizienten untereinander überein, sind aber absolut zu klein (um ca. 30 %). Auch die "Overall"-Sätze *), bei denen absolute Wirkungsquerschnitte mit zur Parameterbestimmung benutzt wurden, liefern falsche Werte (nach Becchetti und Greenlees (BeG 69) 50 % zu groß bei $E_p^{cm} = 5.1$ MeV).

7.2 Besetzungsverhältnisse

Um neben der Größe des Absorptionsquerschnitts weitere Kriterien zu gewinnen, wurden mit den Sätzen, die die Bedingung aus Kap.7.1 erfüllen, partielle HF-Wirkungsquerschnitte berechnet und mit den gemessenen Wirkungsquerschnitten aus der Flugzeitmessung verglichen. Wegen der Selektivität im Neutronenkanal hängt nämlich die Besetzung der verschiedenen Endzustände ziemlich stark von der relativen Größe der Protonentransmissionskoeffizienten ab, insbesondere bestimmt das Verhältnis gerader zu ungerader Wellen die Stärke der Übergänge

*) Parametersätze, bei denen Daten aus einem großen Massenbereich zur Parameterbestimmung benutzt werden.

zu Zuständen mit ungerader bzw. gerader Parität. Analog zur Festlegung der Neutronenparametersätze (siehe Kap. 6.1) wurde ein χ^2 bestimmt. Die Normierung ist dieselbe wie in Kap. 6.1. Zu den ersten acht Zuständen wurden dabei noch die Zustände E* = 1090 keV, 1^+ und E* = 1151 keV, 1^- hinzugenommen, da deren Spinzuordnung unabhängig vom verwendeten Protonenparametersatz ist und der Intensitätsunterschied der Übergänge zu diesen Zuständen weitere Information für die Parameterauswahl gibt. Die Werte für χ^2 zeigt Tabelle 6.

Tabelle 6: χ^2-Werte, berechnet für verschiedene Protonenparametersätze
Nähere Erläuterung im Text und in Tabelle 4

Autor	RoF 65	DiE 68	ClC 70	LiK 68	ClC 70a	ThA 68
E_p^{cm} = 4.890 MeV	1.8	1.5	2.3	5.4	8.7	27.9
E_p^{cm} = 5.066 MeV	3.7	7.1	8.7	16.5	23.9	51.6

Einige Parametersätze sind deutlich bevorzugt, dies macht die HF-Analyse auch zu einem Hilfsmittel für die Einschränkung von Protonenparametersätzen. Die untersuchten Größen sind die mit dem Optischen Modell berechneten Transmissionskoeffizienten.

8 Spin- und Paritätsbestimmung, Termschema

Das Termschema des Kerns $^{92}_{51}Nb_{41}$ zeigt im Bereich bis E* = 500 keV acht Zustände, die durch die Konfigurationen

$$(\pi(g_{9/2})^3_{9/2}\,\nu d_{5/2})_{2^+ - 7^+} \quad \text{und} \quad (\pi(g_{9/2})^2_0\, p_{1/2}\,\nu d_{5/2})_{2^-,3^-}$$

beschrieben werden (FrR 70, weitere Literatur dort). Für die höherliegenden Niveaus liegen erst seit einiger Zeit experimentelle Ergebnisse vor :

a) $^{91}Zr(^3He,d)$: Cates et al. (CaB 69, Cat 69) untersuchten die Protonentransferreaktion.

b) $^{93}Nb(d,t)$ und $(d,t\gamma)$: Bhatia et al. (BhD 71) untersuchten die Neutronenpickupreaktion und den γ-Zerfall innerhalb der unteren acht Niveaus.

c) $^{92}Zr(p,n)$ und $^{92}Zr(p,n\gamma)$: Eichler et al. (EiD 69, Kue 70) benutzten ebenfalls die (p,n)-Reaktion und den folgenden γ-Zerfall zum Studium des Endkerns ^{92}Nb.

Das Termschema aus diesen Messungen, zusammen mit den Ergebnissen dieser Arbeit, zeigt Abb. 10.

Im folgenden werden zur Spinzuordnung für die einzelnen Niveaus die Informationen aus den oben genannten Reaktionen, aus der Resonanz- und der HF-Analyse (Abb. 5, 6) und aus dem von uns gemessenen Gammazerfall benutzt.

Die ersten acht Niveaus mit Spinwerten $2^+ - 7^+$ und 2^-, 3^- (siehe oben) sind gut bekannt. Der Grundzustand mit $I^\pi = 7^+$ wird in der (p,n)-Reaktion kaum bevölkert, der Zustand mit $I^\pi = 6^+$ läßt sich wegen der schwachen Besetzung nicht von dem benachbarten 4^+-Zustand trennen.

E* = 976 keV, 0^-

Dieses Niveau zeigt keine Resonanzüberhöhung. Zusammen mit den Intensitäten außerhalb der Resonanzen ergibt sich 0^- und noch 4^+. Die Resonanzwinkelverteilung liefert wegen der großen relativen Fehler ($\sigma_{res} \approx 0$) keine Aussagen. Die Entscheidung fällt durch den γ-Zerfall: es wird nur eine Linie zum E* = 227 keV, 2^--Niveau gefunden. Die Winkelverteilungen außerhalb der

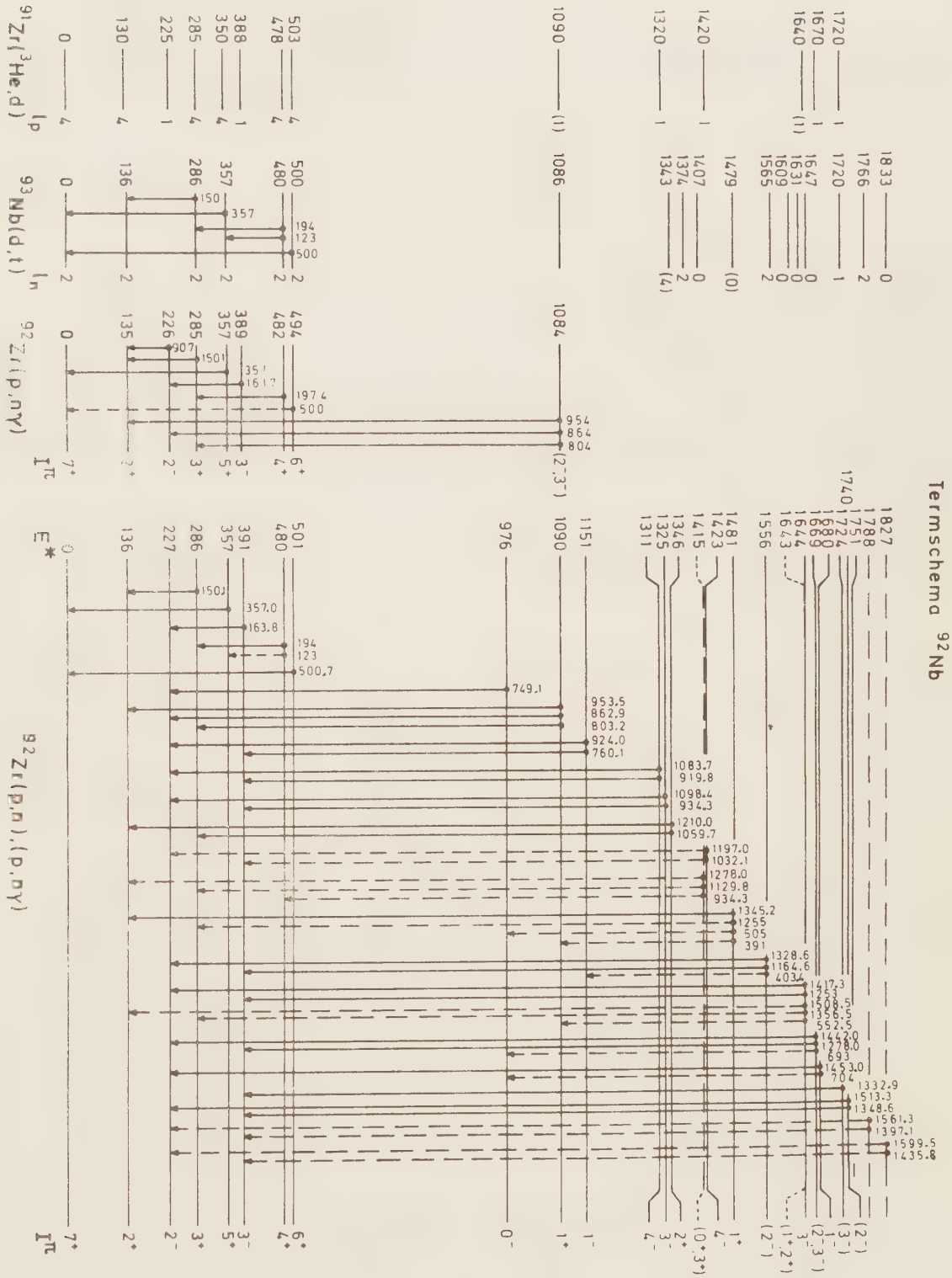

Abb. 10: Termschema und Zerfallsschema von ^{92}Nb aus verschiedenen Messungen

Erläuterungen im Text.

Resonanz sind mit $I^{\pi} = 0^-$ verträglich. Dieses Niveau war vorher nicht bekannt, es ist erstaunlich, daß es in der früheren (p,n)-Arbeit (siehe Punkt c) nicht gesehen wurde.

$E^* = 1090$ keV, 1^+

Aus der Neutronenmessung, vor allem aus der Stärke außerhalb der Resonanz, ergibt sich $I^{\pi} = 1^+$ für dieses Niveau. Es werden γ-Zerfälle mit vergleichbaren Intensitäten zum $E^* = 136$ keV, 2^+, 227 keV, 2^- und 286 keV, 3^+-Niveau beobachtet. Der E 1-Übergang ist dabei gegenüber den E2-Übergängen um ca. einen Faktor 10^5 behindert. Solche Hinderungsfaktoren sind in dieser Massengegend nicht ungewöhnlich (Kue 70, CoM 71, GuA 71), denn für die niedrig angeregten Zustände stehen hauptsächlich die $\pi g_{9/2}$, $\pi p_{1/2}$ und die $\nu d_{5/2}$, $\nu s_{1/2}$- Schalen zur Verfügung, die einen E 1-Übergang verbieten.

Die ^{93}Nb(d,t)-Reaktion regt einen Zustand bei $E^* = 1086$ keV schwach an, eine ℓ_n-Zuordnung ist nicht angegeben. Mit der (p,n)-Reaktion (siehe Punkt c) wird ein Zustand bei 1084 keV mit denselben γ-Zerfallslinien wie in dieser Arbeit bevölkert, den Spinvorschlag 2^- oder 3^- schließt die Resonanzmessung aus. Cates et al. sehen mit der ^{91}Zr(^{3}He,d)-Reaktion bei $E^* = 1090$ keV einen Zustand, dem sie $\ell_p = 1$ zuordnen. Dies wäre im Widerspruch mit unserem Ergebnis. Ihre Winkelverteilung für diesen Zustand (Cat 69) weicht jedoch von denen benachbarter $\ell_p = 1$-Linien ab und läßt wahrscheinlich auch die Zuordnung $\ell_p = 2$ zu. Hinzu kommt, daß die Intensität dieser Linie nur sehr schwach ist.

$E^* = 1151$ keV, 1^-

Die Analyse der Übergangsstärken aus der Neutronenmessung ergibt für den Spin dieses bisher nicht bekannten Niveaus $I^{\pi} = 1^-$. Die Resonanzwinkelverteilung mit einem charakteristischen tiefen Minimum bei $\Theta_{cm} = 90^\circ$ wird damit ebenfalls ausgezeichnet reproduziert. Die auffällige sehr schwache Energieabhängigkeit - die Übergangsintensität zu diesem Niveau steigt von $E_p^{cm} = 4.34$ bis 5.066 MeV kaum an, siehe auch Tabelle 1 - sichert die γ-Einordnung zusätzlich.

Die Niveaus bei $E^* = 1311$ keV, 4^-, 1325 keV, 3^- und 1346 keV, 2^+
Wegen des geringen Energieabstands mußten diese Linien entfaltet werden. Die Spinzuordnungen aus den Neutronenintensitäten sind eindeutig, die Resonanzwinkelverteilungen stimmen sehr gut damit überein, das Resonanzverhalten der γ-Linien ebenfalls. Cates et al. beobachten einen Zustand mit $\ell_p = 1$ bei $E^* = 1320$ keV, vermutlich die Summe der ersten beiden Niveaus, mit der (d,t)-Reaktion werden zwei Zustände positiver Parität bei 1343 und 1374 keV bevölkert. Der zweite dieser Übergänge wird in der (p,n)-Reaktion nicht gesehen, hat also einen hohen Spin. Zusätzlich liegt hier ein Übergang aus $^{91}Zr(p,n)$.

($E^* = 1415$ keV, 0^+ oder 3^+, und 1423 keV, 4^-)
Die Intensität der Neutronenlinie in der Resonanz (idR) schränkt den Spin auf 1^- oder 4^- ein. Außerhalb der Resonanz (adR) ist die Linie für $I^\pi = 1^-$ zu schwach, für $I^\pi = 4^-$ zu stark. Dies legt die Existenz eines Doppelniveaus nahe. Der eine Spin muß dann 4^- sein, der zweite aus Intensitätsgründen 0^+ oder 3^+, wobei 0^+ adR und idR besser paßt. Die Winkelverteilung adR wird allerdings mit der Kombination $4^- + 3^+$ besser beschrieben (siehe Abb. 5 b). Mit der (^{3}He,d)-Reaktion wird bei $E^* = 1420$ keV ein Zustand mit $\ell_p = 1$ besetzt.

Der γ-Zerfall kann nicht zuverlässig angegeben werden. Für einen Zustand mit Spin 4^- bzw. 1^- wurden zwar versuchsweise die γ-Linien mit $E_\gamma = 1197.0$ keV und $E_\gamma = 1032.1$ keV eingeordnet, die Intensitäten dieser Linien sind aber um ca. einen Faktor 6 zu schwach (verglichen mit den γ-Übergängen vom Niveau bei $E^* = 1311$ keV, 4^-). Für den Zerfall des zweiten Niveaus kommen in Frage die Linien mit $E_\gamma = 1129.8$, 1278.0 und 934.3 keV, die beiden letzteren können dabei allerdings auch an anderen Stellen des Zerfallsschemas eingeordnet werden. Die Übergänge zum 3^+- und 4^+-Niveau sprechen eher für $I^\pi = 3^+$ als zweiten Spin. Der γ-Zerfall dieses oder dieser Niveaus ist damit nicht geklärt.

$E^* = 1481$ keV, 1^+
Die Spinzuordnung ergibt sich aus den Neutronenintensitäten außerhalb und in der Resonanz (adR, idR), die Resonanzwinkelverteilung erlaubt keine Aussage. Die γ-Linie mit $E_\gamma = 1255$ keV zeigt eine Energieverschiebung beim

Übergang von der Messung idR zur Messung adR (siehe Tabelle 2). Das deutet auf eine Doppellinie hin, wegen der passenden Energiedifferenz wird sie deshalb hier versuchsweise eingeordnet.

$E^* = 1556$ keV, (2^-)

Die Übergangsraten ergeben entweder ein Doppelniveau mit Spinwerten $4^- + 3^+$ oder ein Niveau mit Spin 2^-, dabei ist dann jedoch der gemessene Resonanzanteil zu klein (siehe Abb. 6 a). Die Winkelverteilung spricht eher für den Wert 2^- (die andere Spinkombination liefert ein Minimum bei $\Theta_{cm} = 90^\circ$). In das Zerfallsschema lassen sich nur γ-Übergänge von einem Niveau einordnen, ihr Resonanzverhalten deutet ebenfalls auf den Spin 2^- hin (siehe Tabelle 2). Wir schlagen deshalb als Spin 2^- vor. Ein Zustand mit negativer Parität bei dieser Energie wird weder in der (^{3}He,d)- noch in der (d,t)-Arbeit gefunden.

Für die nächsten Neutronenlinien ist die Neutronenenergie bei $E_p^{cm} = 4.890$ MeV zu klein und auch bei $E_p^{cm} = 4.998$ und 5.066 MeV noch sehr dicht an der Energieschwelle der Apparatur, so daß die Wirkungsquerschnitte große Fehler haben (siehe Kap. 2.1 und Tabelle 1). Die Spinvorschläge sind dementsprechend unsicher.

($E^* = 1643$ keV, 1^+ oder 2^+, und 1644 keV, 3^-) oder ($E^* = 1644$ keV, 2^-)

Die gemessenen Intensitäten lassen sich entweder durch die Spinkombination $3^- + \{1^+$ oder $2^+\}$ (siehe oben) oder ein Niveau mit Spin 2^- erklären. Zur Beschreibung der Resonanzwinkelverteilung wird eindeutig ein Spin 3^- und damit ein Doppelniveau gefordert. Es lassen sich γ-Linien dem Zerfall von Niveaus mit $E^* = 1644$ bzw. 1643 keV zuordnen, diese Linien haben auch verschiedenes Intensitätsverhalten: die eine Gruppe zeigt eine starke Resonanzüberhöhung (ca. Faktor 15), das deutet ebenfalls auf einen Spin 3^- hin (siehe Tabelle 2), die andere Gruppe könnte man dem Zerfall eines Niveaus mit Spin 1^+ oder 2^+ zuschreiben, diese Zuordnung ist jedoch sehr unsicher.

Cates et al. finden bei $E^* = 1640$ keV einen Zustand mit $\ell_p = 1$, also negativer Parität, ihre Winkelverteilung für diesen Übergang ist allerdings nicht so eindeutig wie für benachbarte Zustände. In der (d,t)-Reaktion wird bei

$E^* = 1647$ keV ein Zustand mit $\ell_n = 0$ bevölkert, also Spin 4^+ oder 5^+, eine solche Beimischung wird in der (p,n)-Reaktion praktisch nicht besetzt. Es erscheint sicher, daß ein Zustand mit Spin 2^- oder 3^- vorhanden ist, wir vermuten die Kombination $3^- + 2^+$.

$E^* = 1669$ keV, $(2^-, 3^-)$

Die Neutronendaten lassen beide Spinwerte zu. Die Winkelverteilung spricht für 3^-, die Resonanzüberhöhung der von diesem Niveau ausgehenden γ-Linien eher für 2^-. Die Einordnung des Übergangs zum $E^* = 976$ keV, 0^--Niveau ist zu unsicher, als daß dies ein Argument für die Zuordnung 2^- liefern könnte. Da es unwahrscheinlich ist, daß zwei Zustände mit gleichem I^π so dicht beieinander liegen, tendieren wir eher zum Spinvorschlag 2^-. Ein Zustand negativer Parität wird auch von Cates et al. gefunden.

$E^* = 1680$ keV, 1^-

Neutronenintensitäten, Resonanzwinkelverteilung und der γ-Zerfall sind konsistent mit der Zuordnung 1^-.

Die in Abb. 10 noch aufgeführten Niveaus und die Spinvorschläge dazu sind versuchsweise aus dem γ-Zerfall dieser Niveaus abgeleitet oder aus dem Resonanzverhalten der entsprechenden Neutronenlinien (siehe Abb. 3). Sie sind, soweit vergleichbar, konsistent mit den Ergebnissen der (^{3}He,d)- und (d,t)-Arbeiten.

9 Schlußbemerkung

Es wurde in dieser Arbeit an einem weiteren Beispiel gezeigt, daß die (p,n)-Reaktion bei Einschußenergien unterhalb des Coulombwalls mit dem HF-Modell beschrieben werden kann. Die Theorie reproduziert recht gut die gemessenen Übergangsstärken und Winkelverteilungen, obwohl die Voraussetzungen (Transmissionskoeffizienten $T_\ell \ll 1$) nicht für alle Kanäle erfüllt sind. Wenn also die Transmissionskoeffizienten bekannt sind, können aus einer HF-Analyse Spineinschränkungen gewonnen werden, umgekehrt kann man bei bekannten Spinwerten der Endzustände Parameter des Optischen Modells prüfen.

Die Untersuchung des Neutronenzerfalls von isobaren Analogresonanzen (IAR) ermöglicht die direkte Messung von Neutronentransmissionskoeffizienten und damit zusätzliche Daten zur Bestimmung optischer Potentiale. Die zugrundeliegenden Modellvorstellungen, wie Mischung der IAR mit den $T_<$-Zuständen von gleichem Spin und gleicher Parität und deren statistischer Zerfall sowie inkohärente Addition des HF-Untergrunds sind in mehreren Arbeiten verifiziert worden (zum Beispiel KiR 67, FiJ 68, 69, Jah 70) und werden auch hier bestätigt. Besonders deutlich zeigen die Resonanzwinkelverteilungen (siehe Abb. 5 a, b) die Inkohärenz zwischen IAR-Anteil und HF-Anteil.

Die spektroskopischen Ergebnisse aus der (p,n)- und (p,nγ)-Reaktion sind mehrere neu gefundene Zustände, genaue Anregungsenergien und das γ-Zerfallsschema. Die Analyse der Übergangsstärken in und außerhalb einer IAR ermöglicht in fast allen Fällen Spinzuordnungen, die mit den Ergebnissen anderer Arbeiten gut übereinstimmen. Zusammen mit der ^{93}Nb(d,t)-Reaktion (BhD 71), bei der wegen des hohen Ausgangsspins von $9/2^+$ bevorzugt hohe Spinwerte im Endkern besetzt werden, ergibt sich ein recht vollständiges Termschema.

Anhang

A 1: Effektive Dicken (Szd) und Energieschwellen (Es) der Detektoren. Detektor 7 hat ein definiertes Volumen 4" x 1/2", das heißt geometrische Dicke genau 1.25 cm. Für jeden Detektor sind auch die Winkel angegeben, bei denen er während der Messung stand.

Det.#:	1	2	3	4	5	6	7
Szd (cm)	2.55	2.70	2.85	2.95	2.85	2.95	1.40
Es (keV)	210	240	330	260	360	390	160
$\ominus$ (°)	70	90	140	120	15/45	30/60	0

A 2: γ-Linien mit Resonanzüberhöhung, die nicht in dem untersuchten Teil des Termschemas von ^{92}Nb (bis 1800 keV) eingeordnet werden konnten. (idR (odR): in (oberhalb) der Resonanz)

E_γ (keV)	I_γ(idR)/I_γ(odR)	Bemerkungen
110	2.8	^{184}W(p,p'): E_γ = 111.2 keV
197.1	2.8	^{19}F(p,p') ? (E_γ = 197.3 keV)
241.9	∞	odr nur ^{183}W(p,p'): E_γ = 245.2 keV
254	2.9	
363.6	16.5	
413	~3	
476.2	~17	odR schwach
527	~2	
560.6	∞	odR sehr schwach
596.7	~2	Ge(n,n')
601	~2	
606.4	2.5	
610.4	1.6	
696.5	2.7	Comptonkanten der Linien
(700)	~2	E_γ = 919.8, 924.0, 934.3 keV
709	3.3	darunter
(714)	2.5	
717.	2.4	
734	3	
(737.9)	0.9	^{186}W: E_γ = 738 keV
876.6	1.7	
892.4	1.6	^{207}Pb (n,n') ?
1081	1.5	
1095	~12	
1392	~6	
1410	5-7	

A 2: Fortsetzung

E_γ (keV)	I_γ(idR)/I_γ(odR)	Bemerkungen
1414.6	12	
1470.5	~12	Zerfall 1861 ?
1483.9	2.3	
1527.3	∞	odR nicht zu sehen
1582.8	∞	odR nicht zu sehen, ^{91}Zr(p,n) ?
1634.2	5	
1658.8	~10	

A 3: Aufstellung des Termschemas für ^{92}Nb

An die Zustände von ^{91}Nb mit $E^* \leq 2122$ keV (siehe Jah 70) wurde ein Neutron in der $d_{5/2}$-Schale gekoppelt, zusätzlich an den Grund- und 1. angeregten Zustand ein Neutron in der $s_{1/2}$-Schale. Die $s_{1/2}$-Schale liegt ca. 1.6 MeV über der $d_{5/2}$-Schale, deshalb wurde nur die Kopplung an die tiefliegenden Zustände berücksichtigt (SpC 71) (die nächsten Schalen - $d_{3/2}$ und $g_{7/2}$ - liegen noch ca. 1 MeV höher). Die erhaltenen Spinwerte wurden unter Berücksichtigung der experimentellen Ergebnisse (siehe Kap. 6.2) auf die vorliegenden Niveaus verteilt, für die restlichen Spinwerte wurden fiktive Niveaus zwischen $E^* = 2.0 - 2.3$ MeV gelegt. Je ein Spinwert 5^-, 6^-, 7^- bei diesen Energien blieb unberücksichtigt, da diese Zustände auf die HF-Wirkungsquerschnitte keinen Einfluß haben.

Mit dieser Methode sollten die Protonenanregungen im ^{92}Nb gut berücksichtigt werden. Neutronenlochanregungen werden bei so niedrigen Anregungsenergien wegen der abgeschlossenen N = 50-Schale nicht erwartet (Hug 69). Die Tatsache, daß die ausgeprägte Lücke im ^{91}Nb-Termschema auch im ^{92}Nb - wenn auch schwächer - vorhanden ist, zeigt, daß die n-p-Wechselwirkung die Zuordnung zwischen den ^{91}Nb- und ^{92}Nb-Zuständen nicht völlig zerstört.

A 4: Termschemata von ^{92}Zr und ^{92}Nb für die HF-Rechnungen

Die Niveaus bei E* = 2000, 2100, 2200 und 2300 keV beim ^{92}Nb-Termschema wurden zusätzlich zu den bekannten Niveaus angenommen.

	E* (keV)	I^{π}
^{92}Zr:	gs	0^+
	935	2^+
	1383	0^+
	1496	4^+
	1847	2^+
	2067	3^+
	2340	3^-
	2473	1^+
	2820	2^+

	E* (keV)	I^{π}
^{92}Nb:	gs	7^+
	136	2^+
	227	2^-
	286	3^+
	357	5^+
	391	3^-
	480	4^+
	501	6^+
	976	0^-
	1090	1^+
	1151	1^-
	1311	4^-
	1325	3^-
	1346	2^+
	1374	6^+
	1407	5^+
	1415	3^+
	1423	4^-
	1479	5^+
	1481	1^+
	1556	2^-
	1565	5^+
	1609	5^+
	1631	4^+
	1643	2^+
	1644	3^-
	1669	2^-
	1680	1^-
	1724	3^-
	1740	2^-
	1751	5^-
	1766	0^+
	1780	4^+
	1788	3^-
	1827	4^-
	1855	5^-
	1861	2^-
	1884	0^-
	1943	2^-
	1968	1^-
	1986	1^-
	1987	3^+
	2000	6^+
	2035	2^+
	2050	4^-
	2058	4^+
	2089	4^-
	2100	5^-
	2127	4^+
	2147	3^-
	2162	7^+
	2200	2^-
	2213	3^+
	2250	3^-
	2270	4^-
	2300	1^-

A 5: Paritätseffekt durch Ersetzung von $\Sigma T_{c''}$

Bei den in Kap. 6.6 genannten Voraussetzungen muß man $\Sigma T_{c''}$ für $\pi_J = +1$ bzw. $\pi_J = -1$ getrennt parametrisieren mit Parametern N_+, $2\sigma_+^2$, N_-, $2\sigma_-^2$. Beim ^{92}Nb schätzt man, wenn die Ausgleichskurve (Abb. 8, •, untere Gerade) benutzt wird, für die relevanten J-Werte $\Sigma T_{c''}$ ($\Sigma T_{c''}$)
$\pi_J=+1$ $\pi_J=-1$

zu klein (zu groß) ab und erhält daraufhin zu große (zu kleine) Werte der partiellen Wirkungsquerschnitte. Im vorliegenden Fall ist dieser Fehler nur gering, prinzipiell kann aber ein solcher Paritätseffekt auch bei "richtigen" Transmissionskoeffizienten in allen Kanälen auftreten.

Literaturverzeichnis

AnW 65 J. D. Anderson, C. Wong, J. W. McClure
Phys. Rev. 138 B, 615 (1965)

AuP 62 E. M. Auerbach, F. Perey
Brookhaven National Laboratory Rep. BNL 765 (1962)

BeG 69 F. D. Becchetti, Jr., G. W. Greenlees
Phys. Rev. 182, 1190 (1969)

BeR 61 P. R. Bevington, W. W. Roland, H. W. Lewis
Phys. Rev. 121, 871 (1961)

BhD 71 T. S. Bhatia, W. W. Daehnick, and T. R. Canada
Phys. Rev. C 3, 1361 (1971)

BlS 64 C. Bloch, J. P. Schiffer
Phys. Lett. 12, 22 (1964)

Bor 62 R. R. Borchers
Dissertation, University of Wisconsin, (1962) .

BÜc 71 K. D. Büchs
Diplomarbeit, HMI Berlin (1971)

BÜF 69 K. D. Büchs, E. Dengler, E. Finckh, W. Fritsch, U. Jahnke, P. Pietrzyk, B. Schreiber, A. Weidinger
HMI-Jahresbericht 1969, S. P 19

CaB 69 M. R. Cates, J. B. Ball, E. Newman
Phys. Rev. 187, 1682 (1969)

Cat 69 M. R. Cates
Dissertation, ORNL-TM-2426, S. 85 (1969)

ClC 70 R. G. Clarkson, W. R. Coker, C. F. Moore
Phys. Rev. C 2, 1097 (1970)

ClC 70a R. G. Clarkson, W. R. Coker
Phys. Rev. C 2, 1108 (1970)

ClF 71 G. J. Clark, E. Fuschini, C. Maroni, I. G. Massa, F. Malaguti, A. Uguzzoni, E. Verondini, D. Wilmore
presented at Int. Conf. on Statistical Properties of Nuclei, State Univ. of N. Y., Albany, N. A. (1971)

CoM 71 S. Cochavi, J. M. McDonald, D. B. Fossan
Phys. Rev. C 3, 1352 (1971)

CuP 70 N. Cue, L. M. Polsky, D. C. Worth
Phys. Rev. Lett. 25, 453 (1970)

DiE 68 J. K. Dickens, E. Eichler, G. R. Satchler
Phys. Rev. 168, 1355 (1968)

DuG 69 G. C. Dutt, F. Gabbard
Phys. Rev. 178, 1770 (1969)

EbB 69 K. A. Eberhard, P. von Brentano, M. Böhning, R. O. Stephen
Nucl. Phys. A 125, 673 (1969)

EbM 70 K. A. Eberhard, C. Mayer-Böricke
Nucl. Phys. A 142, 113 (1970)

EiD 69 E. Eichler, J. K. Dickens, R. A. Kuebbing ,
ORNL-4306, S. 11 ff. (1969)

ElH 69 J. L. Ellis, W. Haeberli
in Conf. on Nuclear Isospin,Asilomar 1969,
Hrsg. J. D. Anderson, S. D. Bloom, J. Cerny, W. W. True
Academic Press 1969, S. 585 u. 651

EnF 67 C. A. Engelbrecht, H. Fiedeldey
Ann. Phys. (N.Y.) 42, 262 (1967)

ErM 66 T. Ericson, T. Mayer-Kuckuk
Ann. Rev. Nucl. Sci. 16, 183 (1966)

Fes 60 H. Feshbach
in Nuclear Spectroscopy, part B, Hrsg. F. Ajzenberg-Selove,
Academic Press, 1960

FiJ 68 E. Finckh, U. Jahnke
Nucl. Phys. A 111, 338 (1968)

FiJ 69 E. Finckh, U. Jahnke, B. Schreiber, A. Weidinger
in Conf. on Nuclear Isospin, Asilomar 1969, Hrsg. J. D. Anderson, S. D. Bloom, J. Cerny, W. W. True, Academic Press 1969, S. 655

FiJ 70 E. Finckh, U. Jahnke, P. Pietrzyk, B. Schreiber, A. Weidinger
Phys. Rev. C 1, 700 (1970)

Fri 71 W. Fritsch
Diplomarbeit, HMI Berlin (1971)

FrR 70 N. Freed, W. Rhodes
Phys. Lett. 31 B, 45 (1970)

GaD 59 F. Gabbard, R. H. Davis, T. W. Bonner
Phys. Rev. 114, 201 (1959)

GiC 65 A. Gilbert, A. G. W. Cameron
Can. J. Phys. 43, 1446 (1965)

GrP 71 G. W. Greenlees, C. H. Poppe, J. A. Sievers, D. L. Watson
Phys. Rev. C 3, 1231 (1971)

GuA 71 S. C. Gujrathi, J. M. D'Auria, R. G. Korteling
Can. J. Phys. 49, 752 ff (1971)

HaF 52 W. Hauser, H. Feshbach
Phys. Rev. 87, 366 (1952)

HeF 70 K. Hesse, E. Finckh
Nucl. Phys. A 141, 417 (1970)

Hod 67 P. E. Hodgson
Ann. Rev. Nucl. Sci. 17, 1 (1967)

Hug 69 T. A. Hughes
in Conf. on Properties of Nucl. States, Montreal 1969, Hrsg. M. Harvey, R. Y. Cusson, J. S. Geiger, J. M. Pearson, Les Presses de l'Univ. de Montreal, 1969, S. 728

Jah 67 U. Jahnke
Diplomarbeit, HMI Berlin, (1967)

Jah 70 U. Jahnke
Dissertation, HMI Berlin (1970)

JoK 68 C. H. Johnson, R. L. Kernell, S. Ramavataram
Nucl. Phys. A 107, 21 (1968)

JoK 70 C. H. Johnson, R. L. Kernell
Phys. Rev. C 2, 639 (1970)

KiB 69 H. J. Kim, J. K. Bair, C. M. Jones, H. B. Willard
Phys. Rev. 186, 1110 (1969)

KiR 66 H. J. Kim. R. L. Robinson
Phys. Rev. 151, 920 (1966)

KiR 67 H. J. Kim, R. L. Robinson, R. L. Kernell, C. H. Johnson
Phys. Rev. Lett. 19, 325 (1967)

KiR 67 a H. J Kim, R. L. Robinson
Phys. Rev. 162, 1036 (1967)

KiR 71 H. J. Kim, R. L. Robinson, C. H. Johnson
Nucl. Phys. A 167, 65 (1971)

KiR 71 a H. J. Kim, R. L. Robinson
Nucl. Phys. A 167, 73 (1971)

Kue 70 R. A. Kuebbing
Dissertation, TID - 25540, (1970)

LiH 69 K. P. Lieb, T. Haussmann
Phys. Rev. 186, 1229 (1969)

LiK 68 K. P. Lieb, J. J. Kent, C. F. Moore
Phys. Rev. 175, 1482 (1968)

LiS 67 D. B. Lightbody, A. Sayres, G. E. Mitchell
Phys. Rev. 153, 1214 (1967)

LoR 66 J. D. Long, P. Richard, C. F. Moore, J. D. Fox
Phys. Rev. 149, 906 (1966)

MaY 71 S. Matsuki, Y. Yoshida, M. Hyakutake, M. Matoba, S. Nakamura
Nucl. Phys. A 174, 343 (1971)

Mic 67 R. Michaelsen
Diplomarbeit, HMI Berlin,(1967)

Mol 63 P. A. Moldauer
Nucl. Phys. 47, 65 (1963)

Mol 68 P. A. Moldauer
Phys. Rev. 171, 1164 (1968)

Mol 69 P. A. Moldauer
Phys. Rev. 171, 1841 (1969)

NDJ 66 Nuclear Data Journal, Sec. A, Vol. 2, Nr. 5'und 6 (1966)
Hrsg. K. Way et al., Academic Press, N. Y und London

Pie 70 P. Pietrzyk
Laborbericht Nr. 13, HMI Berlin(1970)

Rau 71 F. Rauch
Zeitschrift für Physik, 243, 105 (1971)

RiM 71 P. Richard, C. F. Moore, J. D. Fox
Nucl. Phys. A 174, 273 (1971)

RoF 65 D. Robson, J. D. Fox, P. Richard, C. F. Moore
Phys. Lett. 18, 86 (1965)

Sch 69 B. Schreiber
Diplomarbeit, HMI Berlin (1969)

SpC 71 J. E. Spencer, E. R. Cosman, H. A. Enge, A. K. Kerman
Phys. Rev. C 3, 1179 (1971)

Spe 71 P. Sperr
private Mitteilung

SwO 60 C. D. Swarz, G. E. Oven
in Fast Neutron Physics, herausgegeben von J. B. Marion und J. L. Fowler, Academic Press, New York, part 1, S. 211 (1960)

ThA 68 W. J. Thompson, J. L. Adams, D. Robson
Phys. Rev. 173, 975 (1968)

UmC 71 C. J. Umbarger, D. A. Close, W. L. Sievers, R. C. Bearse
Phys. Rev. C 3, 199 (1971)

Vog 68 E. W. Vogt
in Advances in Nuclear Physics, Hrsg. M. Baranger, E. Vogt, Plenum Press N. Y. 1968, S. 261

WiH 64 D. Wilmore, P. E. Hodgson
Nucl. Phys. 55, 673 (1964)

Diese Arbeit wurde am Sektor Kernphysik des Hahn-Meitner-Instituts für Kernforschung Berlin, GmbH, unter der Leitung von Prof. Dr. K. H. Lindenberger und der Betreuung von Priv.-Doz. Dr. E. Finckh durchgeführt.

Prof. Lindenberger und Dr. Finckh danke ich für die guten Arbeitsbedingungen am Institut sowie das fördernde Interesse an dieser Arbeit; den Herren K. D. Büchs, W. Fritsch, U. Jahnke, P. Pietrzyk und A. Weidinger danke ich für ihre Hilfe bei Messungen und Rechnungen sowie viele anregende Diskussionen.

Herr Jahnke und Herr Franke stellten die Targets her, dafür sei ebenfalls gedankt.

Lebenslauf

Am 5. 8. 1944 wurde ich in Potsdam als Sohn des Bäckermeisters Fritz Schreiber und seiner Ehefrau Wally, geb. Senft, geboren. Mein Vater wurde kurz darauf vermißt.

Im September 1945 zog meine Mutter mit mir nach Berlin. Ab Herbst 1950 besuchte ich die Grundschule, später die Schadow-Schule in Berlin-Zehlendorf, dort bestand ich im März 1963 die Reifeprüfung. Im Mai 1963 begann ich an der Freien Universität Berlin mein Physikstudium. Im fünften Semester, das heißt im Juli 1965, legte ich an der FUB die Vorprüfung zur Diplomprüfung ab. Vom April 1967 bis zur Hauptdiplomprüfung im April 1969 arbeitete ich im Hahn-Meitner-Institut unter der Leitung von Professor Dr. K. H. Lindenberger an meiner Diplomarbeit "Neutronenzerfall von Analogzuständen im ^{76}Se".

Während der Anfertigung der Dissertation habe ich mehrmals Übungsgruppen an der FUB betreut.

Ich bin seit Mai 1969 verheiratet und habe ein Kind.